ORSAY
SÉRIE A
N° D'ORDRE : 72.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Lucien HENRY

PREMIÈRE THÈSE : Filtrage magnétique des vitesses en microscopie électronique.

DEUXIÈME THÈSE : Propositions données par la faculté.

Soutenues le 30 novembre 1964 devant la Commission d'examen.

MM. GRIVET..... *Président*
FRIEDEL..... } *Examinateurs*
CASTAING..... }

LIBRAIRIE MASSON ET Cie
120, BOUL. St-GERMAIN, PARIS, 6e

ORSAY
SÉRIE A
N° D'ORDRE : 72.

THÈSES

PRÉSENTÉES

A LA FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS
CENTRE D'ORSAY

POUR OBTENIR

LE GRADE DE DOCTEUR ÈS SCIENCES PHYSIQUES

PAR

Lucien HENRY

PREMIÈRE THÈSE : Filtrage magnétique des vitesses en microscopie électronique.

DEUXIÈME THÈSE : Propositions données par la faculté.

Soutenues le 30 novembre 1964 devant la Commission d'examen.

MM. GRIVET..... *Président*
FRIEDEL..... } *Examinateurs*
CASTAING..... }

UNIVERSITEITSBIBLIOTHEEK - LEIDEN

LIBRAIRIE MASSON ET Cie
120, BOUL. St-GERMAIN, PARIS, 6e

FACULTÉ DES SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ DE PARIS

PROFESSEURS

Doyen..... M. ZAMANSKY.

JULIA G..... T Analyse sup. et Algebre sup.
PRENANT..... T Anat. et Histol. comp.
GRASSÉ..... T Évolution des êtres organisés.
PRÉVOST..... T Chimie organique.
WYART..... T Minéralogie et Cristallogr.
TEISSIER..... T Zoologie.
MANGENOT..... T Biologie végétale (Orsay).
AUGER..... T Physique quantique et Relativité.
MONNIER..... T Physiologie générale.
PIVETEAU..... T Paléontologie.
ROCARD..... T Physique (E. N. S.).
CARTAN..... T Mathématiques (E. N. S.).
LAFFITTE..... T Chimie générale.
FAVARD..... T Géométrie supérieure.
COULOMB..... T Physique du Globe.
M^lle COUSIN..... T Biologie animale (S. P. C. N.).
CHRÉTIEN..... T Chimie minérale.
DRACH..... T Zoologie.
KASTLER..... T Physique (E. N S.).
EPHRUSSI..... T Génétique.
RIVIÈRE..... T Géologie (S. P. C. N.) et Sédim.
GAUTHERET..... T Biologie végétale (P. C. B.).
LUCAS R..... T Recherches physiques.
THOMAS A..... T Biologie cellulaire.
ARNULF..... T Optique appliquée.
MORAND..... T Phys que Enseignement.
SOLEILLET..... T Physique (P. C. B.).
FORTIER..... T Mécanique expérimentale des fluides.
DANJON..... T Astronomie.
PETIT..... T Biologie maritime.
QUENEY..... T Météorologie et Dynamique atmosphérique.
GALLIEN..... T Embryologie.
EICHHORN..... T Botanique.
DE CUGNAC..... T Biol. végétale (S. P. C. N.).
M^lle CAUCHOIS... T Chimie physique.
THELLIER..... T Physique du Globe.
L'HÉRITIER..... T Biologie générale (Orsay).
GRIVET..... T Radio-électricité (Orsay).
PONCIN..... T Mécanique générale.
DUBREIL..... T Arithmétique et théorie des nombres.
QUELET..... T Chimie organique.
CAGNIARD..... T Géophysique appliquée.
CHAMPETIER..... T Chimie macromoléculaire.
CUVILLIER..... T Micropaléontologie.
JUNG..... T Pétrographie.
TRILLAT..... T Microscopie et Diffraction électronique.
WIEMANN..... T Chimie organ. et structur.
JACQUINOT..... T Spectroscopie et Physique céleste (Orsay).
VASSY..... T Physique de l'atmosphère.
DESTOUCHES.... T Théories physiques.
AMIEL..... T Chimie générale.
HOCART..... T Minéralogie et Cristallogr.
MATHIEU J.-P..... T Physique (Optique).
COUTEAUX..... T Biologie animale (P. C. B.).
MAY..... T Zoologie (Orsay).
CHOQUET..... T Théorie des fonct. et Topol.
FELDMANN..... T Biologie végétale marine.
GUINIER..... T Phys. des solides (Orsay).
JOST..... T Physiologie comparée.
FORTET..... T Calcul des probabilités et Physique mathématique.
SCHARTZ..... T Calc. différentiel et intégral.
CHOUARD..... T Physiologie végétale.
MALAVARD..... T Aviation (Techn. aéronaut.).
BRELOT..... T Calc. différentiel et intégral.
NORMANT..... T Chimie organique.
BÉNARD..... T Chimie minérale.
BUVAT..... T Botanique (E. N. S.).
DUGUE..... T Statistiques mathématiques.
SOULAIRAC..... T Psychophysiologie.
ULRICH..... T Physiologie végétale.
MARÉCHAL..... T Optique théorique et appliquée.
KIRRMANN..... T Théories chimiques.
CHADEFAUD..... T Botanique.
M^lle LE BRETON . T Physiologie de la nutrition.
SALEM..... T Mathématiques générales.
LELONG..... T Application de l'analyse à la géométrie.
DEVILLERS..... T Anatomie et Histologie comparées.
EHRESMANN..... T Topologie algébrique.
FRANÇON..... T Physique (S. P. C. N.).
GLANGEAUD..... T Géog. physique et Géologie dynamique.
GODEMENT..... T Mathématiques (M. P. C.)
PISOT..... T Tech. mathém. de la phys.
ROCH..... T Géologie.
SCHATZMAN..... T Astrophysique.
TERMIER..... T Paléontologie stratigr.
ZAMANSKY..... T Mathématiques générales.
LENNUIER..... T Physique (M. G. P.).
RIZET..... T Génétique.
ROUTHIER..... T Géologie appliquée.
M^me TONNELAT.. T Physique théorique.
DIXMIER..... T Mathématiques (M. P. C.).
SOUCHAY..... T Chimie générale.
AIGRAIN..... T Electrotechnique générale.
BRUSSET..... T Chimie systématique.
LÉVY M..... T Physique théorique des hautes énergies (Orsay).
M^me CHAIX..... T Chimie biologique.
M^me HUREL-PY... T Biologie végétale (P. C. B.).
PIAUX..... T Chimie (M. P. C.).
BRUN..... T Méc. théorique des fluides
LEDERER..... T Chimie biologique.
M^me DUBREIL..... T Mathém. (Agrégation).
M^me LELONG..... T Mathématiques II (E. N. S.).
BELLAIR..... T Géologie (S. P. C. N.).
COTTE..... T Physique électricité.
DUBOIS J.-E..... T Chimie organique.
LAMOTTE..... T Zoologie (E. N. S.).
MICHEL A..... T Chimie minérale (Orsay).
OLMER..... T Energétique générale.
ROUAULT..... T Electricité (Orsay).
GAUTHIER..... T Mécanique appliquée.
BARCHEWITZ.... T Chimie physique.
BROSSEL..... T Physique atomique.
BUSER..... T Physiologie comparée.
CAMUS..... T Physiol. vég. (B. M. P. V.).
CASTAING..... T Physique II thermod. (Orsay).
CURIEN..... T Minéralogie et Cristallogr.
MOYSE..... T Physiologie vég. (Orsay).
NOIROT..... T Evolution des êtres organisés.
PANNETIER..... T Chimie générale.
POSSOMPES..... T Zoologie.
PULLMANN..... T Chimie quantique.
TEILLAC..... T Physique nucl. et Radio-act.
TONNELAT..... T Biologie physico-chimique.
VILLE..... T Econométrie.
VILLEMART..... T Chimie (P. C. B.).
DODE..... T Chimie (Orsay).
FREYMANN..... T Recherches physiques.
GUINOCHET..... T Biologie végétale (S. P. C. N.). (Orsay).
ROLLET..... T Chimie minérale.
M^lle JOSIEN..... T Chimie (S. P. C. N.).
CHEVALLEY..... T Géométrie algébrique et théorie des groupes.
ARNOULT..... T Electronique (Orsay).
CHAPELLE..... T Physique (Orsay).
DELANGE..... T Mathématiques I (Orsay).
DENY..... T Mathém. génér. (Orsay).
GERMAIN..... T Méc. théorique des fluides.
LUCAS G..... T Géologie.
ALLARD..... T Chimie physique.
BERTHELOT..... T Phys. des particules fondamentales.
BRICARD..... T Météorologie et physique de l'atmosphère.
M^me ALBE-FESSARD..... T Psychophysiologie.
FRIEDEL..... T Phys. des solides (Orsay).
JULIA M..... T Etudes des Moléculaires naturelles complexes.
LENDER..... T Biologie animale (S. P. C. N.). (Orsay).
MAGAT..... T Physico-chimie des radio-éléments.
M^lle QUINTIN.... T Electrochimie.
MONOD..... T Chimie du métabolisme.
BENOIT..... T Physiologie anim. (Orsay).
DE POSSEL..... T Analyse numérique.
CHARLOT..... T Chimie analytique.
LEMÉE..... T Phys. végétale (B. M. P. V.). (Orsay).
GUÉRIN..... T Chimie (M. P. C.) (Orsay).
CHATELET M.... T Chimie (P. C. B.).
JEAN..... T Physique nucléaire (Orsay).
MATTLER..... T Physique (S. P. C. N.).
BERGERARD..... T Zoologie (Orsay).
BERTEIN..... T Electronique (Orsay).
BOUISSIÈRES..... Chimie des radio-éléments (Orsay).
M^me COUTURE... T Thermodynamique et Mécanique physique.
ELLENBERGER... T Géologie des grandes régions du globe.
FRANC..... T Biologie animale (P. C. B.).
SCHNELL..... Botanique tropicale (Orsay).
STOLKOWSKI.... T Physiologie végétale.
ACHER..... Chimie biol. (Orsay).
BAUDOIN..... Biologie anim. (P. C. B.).
BEAUMONT..... Biologie anim. (S. P. C. N.).
BLAMONT..... T Géophysique ionosphère.
BOURREAU..... Botanique.
CURIE D..... Physique (M. G. P.).
DURAND-DELGA. T Géologie.
FRÉON..... T Chimie organique (Orsay).
HELLER..... T Physiologie végétale.
TORTRAT..... T Calcul des probabilités.
CAILLEUX..... Géologie (S. P. C. N.).
MAGNAN..... T Physique (S. P. C. N.).
DAUDEL..... T Mécanique ondulatoire appliquée à la chimie théor. et à la physique nucléaire.
M^lle FOURCROY. Biologie végét. (S. P. C. N.).
M^me CHOQUET-BRUHAT..... T Mécanique analytique et Mécanique céleste.
M^lle VEIL..... Physiologie générale.
LWOFF..... T Microbiologie.
SIESTRUNCK..... T Mécanique physique et expérimentale.
LACOMBE..... T Métallur. des métaux nucl.
BROCHARD..... T Physique (P. C. B.) (Orsay).
CABANNES..... T Mécanique générale.
LESIEUR..... T Mathém. I (Orsay).
MAZET..... T Mécanique générale (Orsay).
CAIRE..... Géographie phys. et Géol. dynamique.
COMOLET..... T Mécanique des fluides.
CORABŒUF..... Physiologie animale (Orsay)
DELLOUE..... Physique de l'exosphère.
GORENFLOT..... Botanique II (Orsay).
HOUILLON..... Biologie animale (P. C. B.).
JULLIEN J..... Chimie (P. C. B.) (Orsay).
MALGRANGE..... T Tech. math. de la phys.(Orsay).
OLIVIER..... Antropologie.
NOZERAN..... T Botanique II (Orsay).
BLANC-LAPIERRE T Physique (E. N. S.) (Orsay).
CHEVAUGEON... T Botanique (Orsay).
KAHANE..... T Mathématiques (Orsay).
SAMUEL..... T Mathém. (E. N. S. féminines).
KOURGANOFF... T Astronomie (Orsay).
THIRY..... T Mécanique céleste.
ABELES..... Physique (S. P. C. N.).
AMAT..... Physique (P. C. B.).
AUBOIN..... Géologie.
M^me BENOIT-GUEUTAL..... Physique nucl. et radioactivité.
BOUGIS..... Biologie marine (Villefranche-sur-Mer).
BRUHAT..... T Mathématiques (M. P. C.).
BRUNN..... T Géologie historique (Orsay).
CHABBAL..... Physique (M. G. P.) (Orsay).
DEHEUVELS..... T Mathématique propé. (Orsay).
D'ESPAGNAT..... Physique théorique (Orsay).
FURON..... Géologie (S. P. C. N.).
M^me GANS..... T Génétique.
GENEVES..... Biologie végétale (P. C. B.).
GUILBERT..... Physique (C. U. S. Orléans).
HUPÉ..... Pétrographie.
HOLLANDE..... T Biologie générale.
LIONS..... T Analyse numérique.
MAITTE..... Chimie (P. C. B.).
MEYER..... Physique propédeutique.
NICOLAS..... Géologie appliquée.
PANIGEL..... Biologie générale.
RAVIER..... Pétrographie.
ROSEAU..... T Méc. théorique des fluides.
ROUBINE..... Électronique.
SILBER..... T Chimie (P. C. B.).
UEBERSFELD..... T Électronique.
YVON..... T Théories physiques.

Secrétaire général..... R. POULLAIN.

Filtrage magnétique des vitesses en microscopie électronique

PAR L. HENRY,

Laboratoire de Physique des Solides, Faculté des Sciences, Orsay (S.-et-O.).

INTRODUCTION

Lors d'un examen au microscope électronique, une partie des électrons subit à la traversée de la préparation des pertes de vitesses dues à des interactions avec l'objet observé. Ces pertes de vitesses ont été étudiées par de nombreux auteurs à l'aide d'analyseurs de vitesses de types variés ; ce sont les expériences de Ruthemann (1941) qui les premières ont permis de mettre en évidence l'existence dans le spectre de pertes d'énergie, de raies fines dont l'intensité est parfois importante. Ces raies sont restées sans explication bien satisfaisante, jusqu'à ce qu'en 1953 Bohm et Pines édifient une théorie collective du comportement des électrons dans les plasmas que constituent les électrons libres et les ions du métal ; suivant ces auteurs le passage des électrons à travers une feuille métallique exciterait les vibrations propres de ce plasma. L'électron aurait donc une probabilité élevée de céder une énergie $\hbar\omega$ au plasma et les raies de structure fine observées par Ruthemann auraient cette origine. La fréquence propre du plasma est donnée par :

$$(2\pi f)^2 = \omega^2 = \frac{ne^2}{4m\varepsilon_0}$$

n étant le nombre d'électrons par unité de volume, e la charge de l'électron, m sa masse et ε_0 la permittivité du vide. Cependant les valeurs théoriques et celles données par les mesures expérimentales ne coïncident que pour certains éléments ; pour d'autres, le désaccord est parfois important.

La trajectoire des électrons dans une lentille électrostatique ou électromagnétique dépend de leur énergie et les électrons issus d'un point objet n'ayant pas tous la même énergie ils iront donc concourir en des points images différents. Au niveau du plan image donné par les électrons d'énergie $e\varphi_0$ (φ_0 étant la tension d'accélération du faisceau), les électrons d'énergie e $(\varphi_0 - \varepsilon)$ donnent non pas un point image mais un disque d'aberration de rayon $\rho_c = K_c \alpha f \frac{\varepsilon}{\varphi_0}$; K_c est une constante sans dimension qui caractérise la lentille, α l'ouverture du faisceau et f la distance focale de la lentille. Sur l'image cette aberration chromatique se traduit par une perte de résolution et surtout par une perte de contraste d'autant plus importantes que la préparation est plus épaisse.

Il est donc utile, pour améliorer la qualité des images obtenues en microscopie électronique, de disposer d'un système permettant d'éliminer du faisceau les électrons qui ont subi une perte d'énergie supérieure à quelques électrons-volts. Ce problème a été abordé par Boersch (1949), (1953) puis par Beaufils (1959) ; ces auteurs utilisaient une méthode de contre-champ et aboutissaient à un « filtrage passe-haut » où les électrons diffusés avec perte d'énergie sont éliminés de l'image définitive. La méthode du contre-champ consiste à intercaler sur le trajet du faisceau une barrière de potentiel suffisamment élevée pour que seuls les électrons non freinés puissent la franchir. Boersch a d'abord utilisé comme barrière de potentiel une grille portée à un potentiel voisin de celui de la cathode, l'ombre de la grille peut être évitée sur l'image finale mais les électrons secondaires provenant du choc des ions formés au long du faisceau électronique dans le vide imparfait vont perturber l'image définitive ; les résultats sont meilleurs en diffraction électronique. Boersch a ensuite utilisé une lentille unipotentielle à 3 électrodes, le potentiel sur l'axe de l'électrode centrale est porté au voisinage de celui de la cathode en réduisant le

diamètre de son ouverture centrale à quelques dixièmes de millimètres ; cette lentille doit fonctionner en régime transgaussien au troisième maximum de convergence car les constantes d'aberration (qui sont supérieures à celles des autres lentilles) sont alors minimales ; son emploi requiert une habileté expérimentale très grande. Beaufils, suivant le principe déjà adopté par Boersch, utilise une grille comme barrière de potentiel, mais en vue de réduire les aberrations propres à la grille le filtre est intercalé entre le projecteur et la chambre du microscope et de plus, pour que le filtrage ait une efficacité identique en un point quelconque du champ, un système d'électrodes conduit toutes les trajectoires électroniques à aborder normalement les surfaces équipotentielles proches de la grille ; un filtrage à 4 eV a pu être ainsi obtenu sur des diagrammes de microdiffraction.

Hennequin (1960) a pour sa part étudié les propriétés optiques d'un prisme magnétique à induction uniforme et proposé un dispositif de filtrage magnétique « passe-bande » qui permette de prélever pour la formation des images les électrons qui ont subi une perte d'énergie déterminée. Le faisceau image issu du cross-over produit par l'objectif d'un microscope électronique est dévié à 90° par un prisme magnétique ; ce prisme est réalisé de telle sorte que les trajectoires électroniques convergent à leur sortie en un second cross-over de façon symétrique ; l'image elle-même se trouve transformée en une image virtuelle dont il est possible de corriger l'astigmatisme par une lentille cylindrique disposée au niveau du cross-over de sortie. De plus Hennequin a montré qu'il est possible de supprimer les effets nuisibles d'une légère hétérogénéité de vitesse des électrons en choisissant convenablement le plan où vient se former l'image définitive. Mais la déviation à 90° présente l'inconvénient de rendre indispensable pour l'agrandissement ultérieur et l'observation de l'image l'installation d'un second train de lentilles de projection et d'un ensemble écran fluorescent-plaques photographiques disposés à 90° de l'axe initial du faisceau d'où de nombreuses causes d'instabilité.

Watanabe et Uyeda (1962) ont également abordé le problème du filtre de vitesses passe-bande et réalisé un montage dans lequel le système dispersif est constitué par une lentille de Möllenstedt. C'est une lentille électrostatique à trois électrodes, à symétrie cylindrique, qui possède une grande sensibilité chromatique en régime transgaussien. Elle présente cependant un certain nombre de caractéristiques qui rendent peu commode son utilisation en microscopie électronique : l'obtention d'une bonne résolution en énergie conduit en effet à réduire le champ objet à une bande très étroite et, dans le cas du fonctionnement en filtre de vitesses, une image ne peut être obtenue qu'au prix d'un artifice de balayage consistant à déplacer de façon synchrone l'image intermédiaire précédant la lentille et l'image finale ; seule une bande étroite de cette image est enregistrée à chaque instant. Il en résulte que des durées d'exposition de l'ordre de plusieurs minutes sont nécessaires pour obtenir l'enregistrement photographique de l'image complète. Des difficultés analogues interviennent lorsqu'il s'agit d'enregistrer un spectre de pertes d'énergie, la plaque photographique doit dans ce cas se déplacer en temps même que la trace du faisceau si l'on veut conserver une résolution constante sur toute l'étendue du spectre. Cette lentille introduit d'autre part sur l'image un astigmatisme et évidemment une aberration chromatique importants, l'obtention d'un bon pouvoir séparateur exige l'emploi d'un stigmateur auxiliaire placé à la sortie de la lentille et la bande d'énergie utilisée doit rester très étroite. De plus, dans tous les montages utilisant la lentille de Möllenstedt la tension d'accélération des électrons incidents n'a été jusqu'à présent que de l'ordre de 35 à 40 kV, or les microscopes électroniques fonctionnent généralement à des tensions supérieures.

Au problème du filtrage des vitesses en microscopie électronique n'a donc été apporté qu'une solution partielle en ce sens que l'amélioration du contraste, obtenue à l'aide de dispositifs d'utilisation peu commode, n'a toujours été acquise qu'au prix d'une perte de résolution importante sur les images.

L'appareil qui a été réalisé dans notre laboratoire, et qui est issu des travaux préliminaires conduits par Hennequin (1960) et M^lle^ Paras (1961), permet, dans les conditions ordinaires de fonctionnement d'un microscope électronique, d'observer successivement le spectre des pertes d'énergie produites par une région donnée de l'échantillon puis l'image de cette région formée par des électrons dont l'énergie occupe une bande de largeur et de limites réglables à volonté ; le système dispersif utilisé n'introduit sur l'image ni astigmatisme, ni chromatisme, ni aberrations géométriques importantes. Remarquons que la possibilité de limiter à une bande d'énergie donnée le spectre des électrons qui viennent concourir à former l'image, jointe au caractère discret

des pertes d'énergie subies par les électrons à la traversée d'une couche mince, permet la transposition dans le domaine électronique de la microscopie en couleurs.

Nous exposerons tout d'abord les principes sur lesquels repose le système dispersif que nous avons utilisé. Puis nous donnerons une description des deux montages expérimentaux que nous avons construits : l'un que nous appellerons montage expérimental a été réalisé à partir d'un microscope R. C. A. 50 kV, l'autre appelé montage définitif a été réalisé à partir d'un microscope O. P. L. 100 kV. Enfin, nous donnerons quelques résultats qui montrent les applications que peut permettre un tel montage.

Chapitre I

ÉTUDE THÉORIQUE D'UN SYSTÈME DISPERSIF COMPOSÉ D'UN PRISME MAGNÉTIQUE ET D'UN MIROIR

L'étude théorique d'un système dispersif utilisant un prisme magnétique symétrique à induction uniforme a été faite par Hennequin (1960) dans le cas d'une déviation du faisceau à 90°. Ce fut l'objet d'une étude de Mlle Paras (1961) d'étudier de nouveaux montages dans lesquels le faisceau électronique se retrouve après filtrage dans le prolongement du faisceau initial de telle sorte que le même système de lentilles de projection et le même ensemble d'observation puissent être utilisés avant et après application du filtrage. Celui de ces systèmes que nous avons retenu est composé d'un prisme magnétique triangulaire à champ uniforme et d'un miroir électrostatique à trois électrodes (fig. 1). Un faisceau

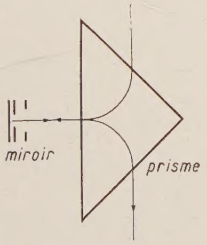


Fig. 1.

Système dispersif.

électronique monochromatique subit dans le prisme une première déflection à 90°, il sort perpendiculairement à la face de sortie du prisme et subit sur le miroir une réflexion qui le ramène dans le prisme où une seconde déflexion à 90° symétrique de la première ramène son axe dans le prolongement de celui du faisceau initial.

I. — Étude optique a l'approximation de Gauss du système dispersif prisme-miroir.

I. 1. Traversée d'un prisme magnétique à champ uniforme. Théorie de Cotte.

L'étude générale des propriétés des trajectoires d'un faisceau corpusculaire dans les systèmes orthogonaux, dont le prisme magnétique à champ uniforme n'est qu'un cas particulier, a été faite par Cotte (1938). Un système est dit orthogonal si la trajectoire moyenne du faisceau qui le traverse est contenue dans un plan qui est en même temps plan de symétrie pour le potentiel électrique et l'induction magnétique ; la trajectoire moyenne est prise comme axe Oz orienté dans le sens du mouvement, le plan de symétrie du système est dit plan de première section principale ($y = 0$), le cylindre qui lui est orthogonal et qui contient la trajectoire moyenne est dit cylindre de seconde section principale ($x = 0$). Dans l'étude du cas particulier où le début et la fin des trajectoires sont situés dans des régions de champ nul, et en supposant que le passage du faisceau de la région de champ nul à la région de champ constant se fait à travers une « couche de passage » infiniment mince, Cotte a montré que la zone de transition à l'entrée ou à la sortie du prisme pouvait provoquer une convergence des trajectoires dans la seconde section principale, d'où la possibilité d'une focalisation simultanée d'un faisceau dans les deux sections principales.

Considérons un faisceau corpusculaire monocinétique dont l'axe rencontre en S la face d'entrée d'un prisme magnétique à induction uniforme B (fig. 2) en faisant un angle ε' avec la

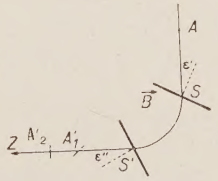


Fig. 2.

Traversée d'un prisme.

normale à cette face (orientée dans le sens du mouvement), à l'intérieur du prisme la trajectoire moyenne est circulaire, elle rencontre la face de sortie du prisme en S', l'axe du faisceau

de sortie faisant un angle ε'' avec la normale à cette face. Les résultats de la théorie de Cotte indiquent alors qu'à un point objet A situé sur l'axe du faisceau incident correspondent sur l'axe du faisceau émergent deux focales images perpendiculaires l'une à l'autre ; l'une, parallèle à la direction de l'induction magnétique dans l'entrefer du prisme, coupe l'axe du faisceau émergent en A'_1, c'est la focale radiale, l'autre coupe cet axe en A'_2 c'est la focale axiale. Si a est le rayon de courbure (en valeur arithmétique) de la trajectoire moyenne, φ la déviation totale du faisceau et ζ la position du point objet rapportée à l'origine S dans le milieu objet ($\overline{SA} = \zeta$), les positions ζ_1 et ζ'_2 des focales rapportées à l'origine S' dans le milieu image ($\overline{S'A'_1} = \zeta'_1$; $\overline{S'A'_2} = \zeta'_2$) sont données par les formules de Cotte.

$$-\frac{\zeta'_1}{a} = \frac{-\sin\varphi + \dfrac{\cos(\varphi+\varepsilon')}{\cos\varepsilon'}\dfrac{\zeta}{a}}{-\dfrac{\cos(\varphi-\varepsilon'')}{\cos\varepsilon''} - \dfrac{\sin(\varphi+\varepsilon'-\varepsilon'')}{\cos\varepsilon'-\cos\varepsilon''}\dfrac{\zeta}{a}} \qquad (1)$$

$$-\frac{\zeta'_2}{a} = \frac{-\varphi + (1+\varphi\operatorname{tg}\varepsilon')\dfrac{\zeta}{a}}{-(1-\varphi\operatorname{tg}\varepsilon'') + (\operatorname{tg}\varepsilon' - \operatorname{tg}\varepsilon'' - \varphi\operatorname{tg}\varepsilon'\operatorname{tg}\varepsilon'')\dfrac{\zeta}{a}} \qquad (2)$$

Pour qu'un point soit stigmatique il faut que les deux focales images soient confondues, c'est-à-dire :

$$\zeta'_1 = \zeta'_2 = \zeta'$$

Un calcul simple montre que cette équation ne peut pas devenir une identité sauf dans le cas sans intérêt où $\varphi = 0$, le système n'est donc pas gaussique mais il peut posséder des points stigmatiques ; dans le cas général la discussion de leur nombre et de leur caractère réel ou virtuel est compliquée ; elle se simplifie cependant dans le cas particulier que nous allons envisager.

I. 2. **Première traversée du prisme.**

Dans le cas particulier du prisme triangulaire du système prisme-miroir, lors de la première traversée par un faisceau électronique nous avons $\varphi = \dfrac{\pi}{2}$ et $\varepsilon'' = 0$, (fig. 3 et 4), en posant $-\varepsilon' = \varepsilon$ les formules (1) et (2) de Cotte prennent la forme :

$$-\frac{\zeta'_1}{a} = \frac{1}{\dfrac{\zeta}{a}} - \operatorname{tg}\varepsilon \qquad (3)$$

$$-\frac{\zeta'_2}{a} = \frac{\pi}{2} - \frac{\dfrac{\zeta}{a}}{1+\dfrac{\zeta}{a}\operatorname{tg}\varepsilon} \qquad (4)$$

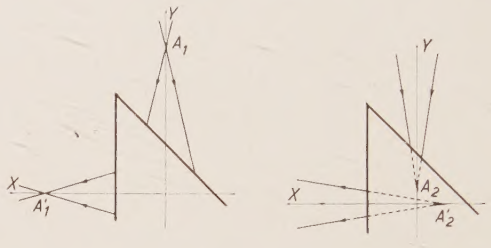


Fig. 3 et 4.
Points stigmatiques de la première traversée du prisme.

Les conditions de stigmatisme c'est-à-dire les conditions pour lesquelles à un point objet A correspond un seul point image A' deviennent dans ce cas particulier :

$$\left(\frac{\zeta}{a}\right)^2\left(-1+\frac{\pi}{2}\operatorname{tg}\varepsilon+\operatorname{tg}^2\varepsilon\right)+\frac{\pi}{2}\frac{\zeta}{a}-1=0 \qquad (5)$$

Pour un prisme déterminé c'est-à-dire a et ε étant donnés, cette équation détermine le nombre et la position des points stigmatiques objets, ces valeurs portées dans l'équation (3) ou (4) donnent alors celles des points stigmatiques images conjugués. On peut également entreprendre directement l'étude des points stigmatiques images en éliminant $\dfrac{\zeta}{a}$ entre les équations (3) et (5) ce qui donne :

$$\left(\frac{\zeta'}{a}\right)^2+\frac{\zeta'}{a}\left(\frac{\pi}{2}-2\operatorname{tg}\varepsilon\right)+1-\pi\operatorname{tg}\varepsilon=0 \qquad (6)$$

Les courbes de la figure 5 qui donnent les valeurs calculées $\dfrac{\zeta}{a}$ et $\dfrac{\zeta'}{a}$ de l'abscisse des points objets stigmatiques et celles de leurs conjugués images en fonction de $\operatorname{tg}\varepsilon$, permettent la discussion du nombre et du caractère réel ou virtuel de ces points. L'axe Oz étant orienté dans le sens du mouvement, remarquons qu'à une valeur positive de $\dfrac{\zeta}{a}$ correspond un point objet virtuel et à

une valeur négative correspond un point objet réel, par contre à une valeur positive de $\frac{\zeta'}{a}$ correspond un point image réel et à une valeur négative un point image virtuel.

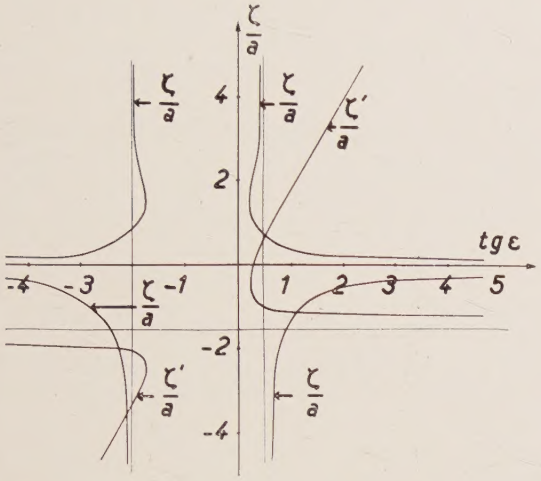


FIG. 5. — Points stigmatiques d'un prisme ($\varepsilon' = 0$).

En résumé le prisme ne possède pas de points stigmatiques pour des valeurs de $\operatorname{tg}\varepsilon$ comprises entre $-1-\frac{\pi}{4}$ et $1-\frac{\pi}{4}$, dans les autres cas il possède un ou deux couples de points stigmatiques dont le caractère réel ou virtuel est différent selon la valeur de l'angle d'attaque ε adopté. Dans la suite de notre étude nous supposerons que l'angle ε est choisi de telle sorte que le prisme possède 2 couples de points stigmatiques.

I. 3. **Seconde traversée du prisme.**

Le prisme que traverse le faisceau après réflexion sur le miroir dont l'axe coïncide avec celui de la trajectoire moyenne de sortie est caractérisé par les angles d'attaque $\varepsilon' = 0$ et de sortie $\varepsilon'' = -\varepsilon' = \varepsilon$ (fig. 6 et 7). Les équations générales (1) et (2) de la théorie de Cotte deviennent dans ce cas :

$$-\frac{\zeta'_1}{a} = \frac{1}{\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{\zeta}{a}} \tag{7}$$

et

$$-\frac{\zeta'_2}{a} = \frac{-\frac{\pi}{2} + \frac{\zeta}{a}}{-1 + \operatorname{tg}\varepsilon\left(\frac{\pi}{2} - \frac{\zeta}{a}\right)} \tag{8}$$

et les conditions de stigmatisme $\zeta'_1 = \zeta'_2$ donnent alors :

$$\left(\frac{\zeta}{a}\right)^2 + \frac{\zeta}{a}\left(2\operatorname{tg}\varepsilon - \frac{\pi}{2}\right) + 1 - \pi\operatorname{tg}\varepsilon = 0 \tag{9}$$

Si l'on compare cette équation donnant la position des points objets stigmatiques du second prisme, à l'équation (6) donnant la position des points images stigmatiques du premier prisme l'on constate qu'elles ne diffèrent que par le signe du coefficient de $\frac{\zeta}{a}$; ces deux équations ont donc des racines égales en valeur absolue mais de signes contraires. On en conclut puisque le sens des trajectoires est inversé que les points stigmatiques images A'_1 et A'_2 du premier prisme coïncident avec les points stigmatiques objets du second prisme.

De même en éliminant $\frac{\zeta}{a}$ des équations (7) et (9) l'on obtient :

$$\left(\frac{\zeta'}{a}\right)^2\left(\operatorname{tg}^2\varepsilon + \frac{\pi}{2}\operatorname{tg}\varepsilon - 1\right) - \frac{\pi}{2}\left(\frac{\zeta'}{a}\right) - 1 = 0 \tag{10}$$

Cette équation qui donne la position des points stigmatiques images du second prisme ne diffère de l'équation (5) qui donne la position des points stigmatiques objet du premier prisme que par le signe du coefficent de $\frac{\zeta'}{a}$, on en conclut puisque les trajectoires moyennes d'entrée et de sortie de l'ensemble du système dispersif sont dans le prolongement l'une de l'autre, que les points stigmatiques images du second prisme A''_1 et A''_2 sont symétriques des points stigmatiques objets A_1 et A_2 du premier prisme par rapport à l'axe du miroir.

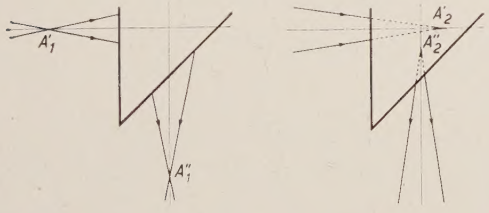


FIG. 6 et 7.
Points stigmatiques de la seconde traversée du prisme.

I. 4. Traversée du système prisme-miroir-prisme.

Pour entreprendre l'étude optique du système dispersif complet prisme-miroir-prisme (fig. 8 et 9) il est nécessaire de fixer les caractéristiques du miroir, c'est-à-dire les positions de son sommet S et de son centre C. Les résultats obtenus dans le paragraphe précédent suggèrent, dans le but

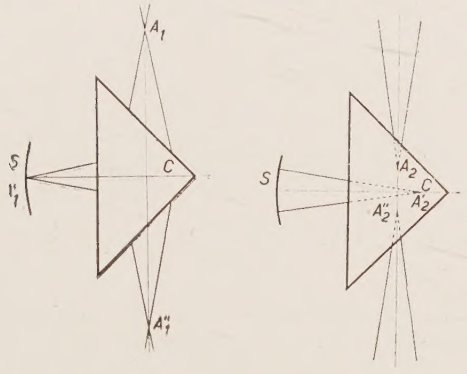


Fig. 8 et 9. — Traversée du système complet.

de maintenir l'existence de points stigmatiques pour l'ensemble du système, de placer le sommet et le centre du miroir en des points stigmatiques images du premier prisme ; en effet, dans ce cas, les images de ces points données par le miroir sont confondues avec ces points eux-mêmes et elles se trouvent donc situées en des points stigmatiques objets du second prisme, un faisceau qui traverse le système complet ainsi défini possède alors deux couples de points stigmatiques, les points conjugués étant symétriques par rapport à l'axe du miroir.

Un prisme magnétique possédant deux couples de points stigmatiques étant choisi, deux solutions peuvent être adoptées pour la disposition du miroir : soit le sommet disposé en l'un des points stigmatiques A'_1 et le centre au point A'_2, soit le centre en A'_1 et le sommet en A'_2. Dans la disposition adoptée le sommet du miroir est placé en un point réel A'_1 et il faut dans ce cas choisir un angle d'attaque ε tel que $\operatorname{tg}\varepsilon > \frac{1}{\pi}$; le centre du miroir se trouve alors en un point virtuel A'_2. Le point objet A_1 est soit réel soit virtuel et A_2 est toujours virtuel.

Cependant un prisme magnétique possédant des points stigmatiques ne conserve généralement pas la symétrie de révolution d'un faisceau incident même si ce faisceau est issu de l'un des points stigmatiques objet ; les résultats de la théorie de Cotte montrent en effet que les points cardinaux d'un prisme sont différents pour les trajectoires de la première et de la seconde section principale.

Les positions de ces points rapportées à l'origine S dans le milieu objet et l'origine S′ dans le milieu image sont données dans le tableau suivant :

1° Pour les trajectoires de la première section principale ($y = 0$).

Foyer objet :

$$z_F = a\,\frac{-\cos(\varphi - \varepsilon'')\cos\varepsilon'}{\sin(\varphi + \varepsilon' - \varepsilon'')}$$

Point principal objet :

$$z_H = a\,\frac{-\cos(\varphi - \varepsilon'')\cos\varepsilon' + \cos\varepsilon'\cos\varepsilon''}{\sin(\varphi + \varepsilon' - \varepsilon'')}$$

Foyer image :

$$z'_{F'} = a\,\frac{\cos\varepsilon''\cos(\varphi + \varepsilon')}{\sin(\varphi + \varepsilon' - \varepsilon'')}$$

Point principal image :

$$z'_{H'} = a\,\frac{\cos(\varphi + \varepsilon')\cos\varepsilon'' - \cos\varepsilon'\cos\varepsilon''}{\sin(\varphi + \varepsilon' - \varepsilon'')}$$

2° Pour les trajectoires de la deuxième section principale ($x = 0$).

Foyer objet :

$$z_F = \frac{-a(1 - \varphi\, tg\,\varepsilon'')}{\varphi\operatorname{tg}\varepsilon'\operatorname{tg}\varepsilon'' - \operatorname{tg}\varepsilon' + \operatorname{tg}\varepsilon''}$$

Point principal objet :

$$z_H = \frac{a\varphi\operatorname{tg}\varepsilon''}{\varphi\operatorname{tg}\varepsilon'\operatorname{tg}\varepsilon'' - \operatorname{tg}\varepsilon' + \operatorname{tg}\varepsilon''}$$

Foyer image :

$$z'_{F'} = \frac{a(1 + \varphi\operatorname{tg}\varepsilon')}{\varphi\operatorname{tg}\varepsilon'\operatorname{tg}\varepsilon'' - \operatorname{tg}\varepsilon' + \operatorname{tg}\varepsilon''}$$

Point principal image :

$$z'_{H'} = \frac{a\varphi\operatorname{tg}\varepsilon'}{\varphi\operatorname{tg}\varepsilon'\operatorname{tg}\varepsilon'' - \operatorname{tg}\varepsilon' + \operatorname{tg}\varepsilon''}$$

Dans le cas particulier du premier prisme $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\varepsilon'' = 0$ et $\varepsilon' = -\varepsilon$ on obtient pour les trajectoires de la première section principale :

$$z_F = 0 \qquad z'_{F'} = a \operatorname{tg} \varepsilon$$
$$z_H = a \qquad z'_{H'} = a (\operatorname{tg} \varepsilon - 1)$$

et pour celles de la deuxième section principale :

$$z_F = -\frac{a}{\operatorname{tg} \varepsilon} \qquad z'_{F'} = a \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \varepsilon} - \frac{\pi}{2} \right)$$
$$z_H = 0 \qquad z'_{H'} = -a \frac{\pi}{2}$$

Les points cardinaux des deux sections principales n'étant pas confondus le grandissement d'une image quelconque est différent dans deux directions perpendiculaires, et si le faisceau incident présente une symétrie de révolution la première traversée ne la conservera pas.

Dans le cas du second prisme $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\varepsilon' = 0$ et $\varepsilon'' = \varepsilon$ on obtient pour les trajectoires de la première section principale :

$$z_F = -a \operatorname{tg} \varepsilon \qquad z'_{F'} = 0$$
$$z_H = -a (\operatorname{tg} \varepsilon - 1) \qquad z'_{H'} = -a$$

et pour celles de la deuxième section principale :

$$z_F = -a \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \varepsilon} - \frac{\pi}{2} \right) \qquad z'_{F'} = \frac{a}{\operatorname{tg} \varepsilon}$$
$$z_H = +a \frac{\pi}{2} \qquad z'_{H'} = 0$$

Ces résultats montrent que les points cardinaux images du premier prisme sont confondus avec les points cardinaux objets du second prisme, et que les points cardinaux images du second prisme sont symétrique des points cardinaux objets du premier prisme par rapport à l'axe du miroir. On en conclut que le faisceau de sortie du système complet ne sera symétrique du faisceau d'entrée que si les faisceaux de sortie du premier prisme et d'attaque du second prisme sont eux-mêmes symétriques par rapport à l'axe du miroir, cela n'est possible que pour des faisceaux issus d'un cross-over situé en l'un des points stigmatiques A_1 ou A_2 ; dans ce cas en effet, la réflexion sur le miroir laisse le faisceau semblable à lui-même.

I. 5. **Application à la microscopie électronique.**

Du fait de l'existence de deux couples de points stigmatiques, le système dispersif étudié disposé convenablement à la sortie d'une lentille électronique, n'introduit d'astigmatisme ni sur le cross-over ni sur l'image donnés par cette lentille. Dans le cas de l'objectif d'un microscope électronique le cross-over de sortie se trouve situé près de la lentille et il est plus aisé de le placer en un point réel A_1. L'on doit donc choisir $\operatorname{tg} \varepsilon > -\frac{\pi}{4} + \frac{1}{4}\sqrt{\pi^2 + 16}$ et l'image donnée par la lentille doit alors être située au niveau du point virtuel A_2. Dans ce cas la symétrie de révolution du faisceau de sortie de l'objectif sera conservée et si l'on ne considère donc que les faisceaux incidents et émergents, sans tenir compte des trajectoires à l'intérieur du système prisme-miroir, tout se passe comme si l'action de cet ensemble avait seulement consisté à déplacer les positions du cross-over et de l'image donnés par la lentille.

II. — Étude des propriétés dispersives du système prisme-miroir.

Dans l'étude optique précédente nous avons supposé que le faisceau incident était monochromatique ; dans le cas contraire la déviation due à l'induction magnétique n'est évidemment plus la même pour toutes les trajectoires moyennes. Le calcul de ces trajectoires permet de déterminer les propriétés dispersives du système étudié.

II. 1. **Première traversée du prisme-plan achromatique.**

Une légère variation de la tension d'accélération des électrons entraîne à l'intérieur du prisme une variation du rayon de courbure de la trajectoire moyenne qui devient $a + \Delta a$. Le système d'axes utilisé est représenté sur la figure 10 : Ox et Oy coïncident avec les trajectoires moyennes principales à l'intérieur du prisme. A l'intérieur de l'aimant la trajectoire moyenne des électrons est représentée par le cercle d'équation :

$$[x - (a + \Delta a)]^2 + (y - a)^2 = (a + \Delta a)^2$$

En négligeant les termes du second ordre elle rencontre la face de sortie du prisme au point :

$$I_1 (x = a ; y = -\Delta a)$$

le rayon émergent a une trajectoire rectiligne représentée par l'équation :

$$\Delta a (x + y) + ay = 0$$

Cette équation montre qu'à la sortie du prisme les trajectoires moyennes des électrons d'énergies différentes semblent toutes provenir d'un même point F_1 ($x = 0$; $y = 0$). L'ensemble de ces points forme ce que l'on appelle le « plan achromatique » F_1. Si l'on se reporte au système de Cotte ce plan est situé de telle sorte que $S'F_1 = -a$. F_1 se trouve donc situé au centre O du prisme.

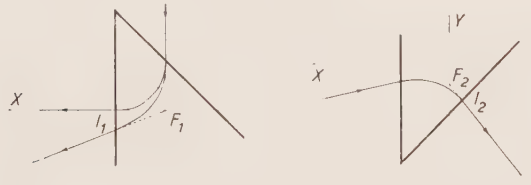


FIG. 10 et 11. — Points achromatiques.

II. 2. **Traversée du système prisme-miroir.**

Le miroir est toujours disposé de telle sorte que son sommet coïncide avec le point réel A'_1 et son centre avec le point virtuel A'_2 (fig. 11).

Les rayons émergent au point I_1, après réflexion sur le miroir pénètrent à nouveau dans le prisme au point défini par :

$$x = a \quad \text{et} \quad y = -\frac{\Delta a}{a}\,\frac{2\,\zeta'_1\,\zeta'_2 + a\,(\zeta'_1 + \zeta'_2)}{\zeta'_2 - \zeta'_1}$$

Puis à l'intérieur du prisme ces rayons décrivent une trajectoire circulaire d'équation :

$$\left[x - a - \frac{\Delta a}{a}\,\frac{(2a + \zeta'_1 + \zeta'_2)^2}{\zeta'_1 - \zeta'_2}\right]^2 + \left[y + a + \frac{2\,\Delta a}{a}\,\frac{\zeta'_2}{\zeta'_2 - \zeta'_1}\,(a + \zeta'_1)\right]^2 = (a + \Delta a)^2$$

Ces trajectoires rencontrent la seconde face de sortie du prisme au point I_2 tel que :

$$x = 2\,\Delta a\,\frac{\zeta'_2 + a}{\zeta'_2 - \zeta'_1} \quad \text{et} \quad y = a - 2\,\Delta a\,\frac{\zeta'_2 + a}{\zeta'_2 - \zeta'_1}\,\operatorname{tg}\varepsilon$$

Les trajectoires sont alors rectilignes et ont pour équation :

Cette équation montre qu'à leur sortie définitive du prisme les trajectoires moyennes des électrons d'énergie différente semblent toutes provenir d'un même point F_2. L'ensemble de ces points forme un plan achromatique situé de telle sorte que :

$$x = 0 \quad \text{et} \quad y = a - \frac{a}{\operatorname{tg}\varepsilon - \dfrac{\zeta'_2}{a}}$$

Dans le système de coordonnées de Cotte on a :

$$\overline{S''F_2} = y + a = \frac{a}{\operatorname{tg}\varepsilon - \dfrac{\zeta'_2}{a}}$$

Si l'on se reporte à l'équation (3) l'on constate que :

$$\overline{S''F_2} = \frac{a}{\operatorname{tg}\varepsilon - \dfrac{\zeta'_2}{a}} = \zeta_2 = \overline{SA_2} = \overline{S''A''_2}$$

Le plan achromatique F_2 se trouve donc situé au niveau du point stigmatique virtuel A''_2 du prisme.

Remarquons que si l'on adopte la disposition consistant à placer le sommet du miroir au point virtuel A'_2 et le centre au point réel A'_1, les électrons d'énergie $e(V + dV)$ ne suivent plus les mêmes trajectoires que dans le cas précédent.

En effet, pour un rayon de courbure de $a + \Delta a$ de la trajectoire moyenne dans le prisme, les trajectoires demeurent les mêmes lors de la première traversée, par contre lors de la seconde traversée

$$x\,(a + \Delta a) + 2\,\Delta a\,\frac{a + \zeta'_2}{\zeta'_2 - \zeta'_1}\left(\operatorname{tg}\varepsilon - \frac{\zeta'_2}{a}\right)(y + a) = 2\,a\,\Delta a\,\frac{\zeta'_2 + a}{\zeta'_2 - \zeta'_1}$$

la trajectoire rencontre la face d'entrée du prisme au point I_3 défini par :

$$x = a \quad \text{et} \quad y = \frac{\Delta a}{a} \frac{2\zeta'_1\zeta'_2 + a(\zeta'_1 - \zeta'_2)}{\zeta'_2 - \zeta'_1}$$

Puis à l'intérieur du prisme ces rayons décrivent une trajectoire circulaire et rencontrent la seconde face de sortie du prisme au point I_4 tel que:

$$x = 2\Delta a \frac{\zeta'_2 + a}{\zeta'_2 - \zeta'_1} \quad \text{et} \quad y = a + 2\Delta a \frac{\zeta'_2 - a}{\zeta'_2 - \zeta'_1} \operatorname{tg}\varepsilon$$

Les trajectoires sont alors rectilignes et convergent toutes en un même point F_3 défini par ses coordonnées dans le plan des trajectoires moyennes :

$$x = 0 \quad \text{et} \quad y = -a - \zeta_1$$

Le plan achromatique est donc confondu avec le point stigmatique réel de sortie du prisme.

Cette disposition du miroir ne peut donc convenir pour la formation des images car le plan achromatique n'est plus confondu avec le plan au niveau duquel se forme l'image.

II. 3. **Calcul de la dispersion du système.**

Le cross-over image définitif A''_1 a une largeur d due à l'étalement à son niveau des électrons d'énergies différentes. Les résultats du paragraphe précédent indiquent, qu'à une variation Δa du rayon de courbure de la trajectoire moyenne dans le prisme, correspond au niveau de I_2 une dispersion :

$$\Delta x = 2\Delta a \frac{\zeta'_1 + a}{\zeta'_2 - \zeta'_1}$$

au niveau de A''_1 l'étalement sera :

$$d = \Delta x \frac{A''F_2}{S''F_2} = \Delta x \frac{|\zeta_1| + |\zeta_2|}{|\zeta_2|}$$

Par ailleurs le rayon de courbure a d'une trajectoire à l'intérieur d'un prisme magnétique est proportionnel à $\sqrt{V}$, V étant le potentiel d'accélération des électrons incidents. Soit ΔV la variation de potentiel qui crée une variation Δa du rayon de courbure, on a :

$$\frac{\Delta a}{a} = \frac{1}{2}\frac{\Delta V}{V}$$

La dispersion δ du système que l'on exprimera en microns par volts sera donc égale à :

$$\delta = \frac{a}{V}\left(1 - \frac{\zeta_1}{\zeta_2}\frac{\zeta'_1}{\zeta'_2} + \frac{a}{\zeta'_1}\right)$$

Pour un système dispersif déterminé (a et ε choisis) la dispersion est d'autant plus importante que la tension d'accélération des électrons est faible, ce qui est évident puisque seule intervient la variation relative d'énergie.

II. 4. **Application à la microscopie électronique.**

Le système prisme-miroir est disposé à la sortie de l'objectif d'un microscope électronique comme indiqué précédemment, c'est-à-dire le cross-over de l'objectif est en A_1 et son image de sortie en A_2 ; le cross-over final et l'image virtuelle se trouvent en A''_1 et A''_2. Le plan achromatique F_2 étant situé au niveau du plan image A''_2, cette image sera non seulement stigmatique mais de plus achromatique puisque tous les électrons, quelle que soit leur énergie, semble provenir du même point image. Il en sera également de même pour l'image définitive que l'on obtiendra en projetant cette image intermédiaire sur l'écran d'observation du microscope.

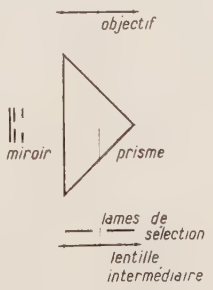


FIG. 12.

Ensemble de l'appareil.

En conclusion l'introduction à la sortie de l'objectif d'un microscope électronique d'un système dispersif composé d'un double prisme magnétique et d'un miroir électrostatique peut n'apporter aucune modification à la formation de l'image : tous les électrons ayant traversé une

préparation sans y être trop déviés viennent concourir à la formation de l'image définitive (fig. 12). Mais on peut placer au niveau du cross-over A_1'' une fente réglable en position et en largeur et isoler ainsi pour la formation de l'image finale la bande d'énergie désirée : l'appareil fonctionne en filtre passe-bande de vitesses. On peut de plus projeter sur l'écran final le plan situé au niveau du cross-over A_1'' et l'appareil fonctionne en analyseur de vitesses. Le passage d'un mode de fonctionnement à l'autre est obtenu par modification de l'excitation d'une lentille intermédiaire qui précède la lentille de projection.

III. — Étude des aberrations géométriques du second ordre du système prisme-miroir.

Les résultats du chapitre précédent ne sont qu'approximatifs car la théorie de Cotte qui conduit aux formules (1) et (2) est établie à l'approximation de Gauss, c'est-à-dire que toutes les trajectoires sont supposées voisines de la trajectoire moyenne. L'étude des aberrations du second ordre va nous permettre de donner au problème de l'action du prisme sur une trajectoire quelconque une solution plus exacte que celle données par les formules (1) et (2). Nous utiliserons pour cela les résultats donnés par Cotte pour le calcul des aberrations des systèmes orthogonaux dans le cas le plus général et ceux donnés par Slodzian (1963) dans le cas particulier d'un prisme magnétique symétrique. Nous rappellerons tout d'abord les données essentielles de la théorie de Cotte qui sont nécessaires pour le calcul de ces aberrations.

III. 1. Méthode de calcul des trajectoires.

Les trajectoires voisines d'une courbe (Γ) se calculent à l'approximation de Gauss au moyen des équations d'Euler-Lagrange écrites sous leur forme hamiltonienne dans un système de coordonnées curvilignes (x, y, z). L'axe des x étant confondu avec la normale à la courbe (Γ) et l'axe des y perpendiculaire au plan de symétrie, le champ magnétique se projette sur les axes x, y et z, suivant H_x, H_y et H_z ; en un point P de (Γ) ces valeurs deviennent H_x^0, H_y^0, et H_z^0. Le développement en série du potentiel vecteur du champ magnétique par rapport aux variables x et y permet d'écrire l'hamiltonien du système sous la forme d'une somme $H = H_0 + H_1 + H_2 + H_3$; H_0, H_1, H_2 et H_3 contiennent respectivement les termes d'ordre zéro, du premier, du second et du troisième ordre par rapport à x et y et p et q (p et q étant les moments conjugués des variables dynamiques x et y). L'approximation du premier ordre consiste à ne pas tenir compte de H_3, dans ce cas les équations des trajectoires s'écrivent :

$$\frac{d\,(nx')}{dz} = xf(z) - g(z) \qquad (1)$$

$$\frac{d\,(ny')}{dz} = ye\left(\frac{\partial\, H_y}{\partial\, x}\right)_0 \qquad (2)$$

avec :

$$g\,(z) = e\,H_y^0 + n\,\theta$$

et

$$f\,(z) = e\left[\theta\,H_y^0 - \left(\frac{\partial\, H_y}{\partial\, x}\right)_0\right]$$

$\theta\,(z) = \dfrac{1}{R\,(z)}$ désigne l'inverse du rayon de courbure de la trajectoire et n est égal à la quantité de mouvement mv.

Si (Γ) est la trajectoire moyenne $g(z) = 0$ puisque $R = |R(z)| = \dfrac{mv}{e\,H_y^0}$, les équations des trajectoires s'écrivent alors :

$$\frac{d\,(nx')}{dz} = x\,e\left[\theta\,H_y^0 - \left(\frac{\partial\, H}{\partial\, x}\right)_0\right] \qquad (3)$$

$$\frac{d\,(ny')}{dz} = y\,e\left(\frac{\partial\, H_y}{\partial\, x}\right)_0 \qquad (4)$$

Il est alors particulièrement commode d'écrire la solution des équations différentielles qui régissent le mouvement sous la forme matricielle ; pour cela on suppose connues deux relations $u(z)$ et $v(z)$ de l'équation (3) et deux solutions $w(z)$ et $t(z)$ de l'équation (4) telles que :

$$u(a) = 1 \quad u'(a) = 0 \quad w(a) = 1 \quad w'(a) = 0$$
$$v(a) = 0 \quad nv'(a) = 1 \quad t(a) = 0 \quad nt'(a) = 1$$

Les conditions initiales d'une trajectoire au point d'abscisse $z = a$ étant :

$$x(a) = x_a \quad y(a) = y_a \quad \text{et} \quad x'(a) = x'_a \quad y'(a) = y'_a$$

Cette trajectoire aura pour équation :

$$x = x_a\,u(z) + nx'_a\,v(z) \qquad nx' = nx_a u' + nv'nx'_a$$
$$y = y_a w(z) + ny'_a\,t(z) \qquad ny' = ny_a w' + nt'ny'_a$$

Ce qui peut s'écrire :

$$\begin{vmatrix} x \\ nx' \end{vmatrix} = M_{za} \begin{vmatrix} x_a \\ nx'_a \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad \begin{vmatrix} y \\ ny' \end{vmatrix} = N_{za} \begin{vmatrix} y_a \\ ny'_a \end{vmatrix}$$

où :

$$M_{za} = \begin{vmatrix} u(z) & v(z) \\ nu'(z) & nv'(z) \end{vmatrix} \quad \text{et} \quad N_{za} = \begin{vmatrix} u(z) & t(z) \\ nw'(z) & nt'(z) \end{vmatrix}$$

Dans les deux cas qui sont ici traités indépendamment : prisme d'angles $\varepsilon' = -\varepsilon$ et $\varepsilon'' = 0$ et prisme d'angles $\varepsilon' = 0$ et $\varepsilon'' = \varepsilon$ la formulation matricielle permet de dresser le tableau des fonctions u, v, w et t dans chacune des régions que traversent les particules. Ces résultats sont donnés dans les tableaux suivants.

Premier prisme ($\varepsilon' = -\varepsilon$ et $\varepsilon'' = 0$).

Région sans champ s'étendant avant le prisme.

$$u(z) = 1 \qquad v(z) = \frac{z - z_o}{n} \qquad w(z) = 1 \qquad t(z) = \frac{z - z_o}{n}$$

$$u'(z) = 0 \qquad v'(z) = \frac{1}{n} \qquad w'(z) = 0 \qquad t'(z) = \frac{1}{n}$$

Couche de passage à l'entrée de l'aimant.

$$u = 1 \qquad v = \frac{2R}{n} \qquad w = 1 \qquad t = \frac{2R}{n}$$

$$u' = \frac{1}{R} \operatorname{tg} \varepsilon \qquad v' = \frac{1}{n}(1 + 2 \operatorname{tg} \varepsilon) \qquad w' = -\frac{1}{R} \operatorname{tg} \varepsilon \qquad t' = \frac{1 - 2 \operatorname{tg} \varepsilon}{n}$$

Région de champ uniforme.

$$u(z) = \cos \frac{z - a}{R} + \operatorname{tg} \varepsilon \sin \frac{z - a}{R} \qquad w(z) = 1 - \frac{z - a}{R} \operatorname{tg} \varepsilon$$

$$u'(z) = \frac{1}{R}\left(-\sin \frac{z - a}{R} + \operatorname{tg} \varepsilon \cos \frac{z - a}{R}\right) \qquad w'(z) = -\frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{R}$$

$$v(z) = \frac{R}{n}\left[2 \cos \frac{z - a}{R} + (1 + 2 \operatorname{tg} \varepsilon) \sin \frac{z - a}{R}\right] \qquad t(z) = \frac{2R}{n} + \frac{z - a}{n}(1 - 2 \operatorname{tg} \varepsilon)$$

$$v'(z) = \frac{1}{n}\left[-2 \sin \frac{z - a}{R} + (1 + 2 \operatorname{tg} \varepsilon) \cos \frac{z - a}{R}\right] \qquad t'(z) = \frac{1 - 2 \operatorname{tg} \varepsilon}{n}$$

Couche de passage à la sortie de l'aimant.

$$u = \operatorname{tg} \varepsilon \qquad v = \frac{R}{n}(1 + 2 \operatorname{tg} \varepsilon) \qquad w = 1 - \frac{\pi}{2} \operatorname{tg} \varepsilon \qquad t = \frac{R}{n}\left[2 + \frac{\pi}{2}(1 - 2 \operatorname{tg} \varepsilon)\right]$$

$$u' = -\frac{1}{R} \qquad v' = -\frac{2}{n} \qquad w' = -\frac{\operatorname{tg} \varepsilon}{R} \qquad t' = \frac{1 - 2 \operatorname{tg} \varepsilon}{n}$$

Région de champ nul s'étendant après le prisme.

$$u = \operatorname{tg}\varepsilon - \frac{z-b}{R} \qquad v = \frac{1}{n}\left[R\,(1+2\operatorname{tg}\varepsilon) - 2\,(z-b)\right]$$

$$u' = -\frac{1}{R} \qquad v' = -\frac{2}{n}$$

$$w = 1 - \frac{\pi}{2}\operatorname{tg}\varepsilon - \frac{z-b}{R}\operatorname{tg}\varepsilon \qquad t = \frac{1}{n}\left[2R + R\,\frac{\pi}{2}\,(1-2\operatorname{tg}\varepsilon) + (z-b)\,(1-2\operatorname{tg}\varepsilon)\right]$$

$$w' = -\frac{\operatorname{tg}\varepsilon}{R} \qquad t' = \frac{1-2\operatorname{tg}\varepsilon}{n}$$

Deuxième prisme ($\varepsilon' = 0$ et $\varepsilon'' = \varepsilon$).

Région sans champ s'étendant avant le prisme.

$$u(z) = 1 \qquad v(z) = \frac{z-z_0}{n} \qquad w(z) = 1 \qquad t(z) = \frac{z-z_0}{n}$$

$$u'(z) = 0 \qquad v'(z) = \frac{1}{n} \qquad w'(z) = 0 \qquad t'(z) = \frac{1}{n}$$

Couche de passage à l'entrée de l'aimant.

$$u(z) = 1 \qquad v(z) = \frac{1}{n}\left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{1}{2}\right)R \qquad w(z) = 1 \qquad t = \frac{1}{n}\left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{1}{2}\right)R$$

$$u'(z) = 0 \qquad v'(z) = \frac{1}{n} \qquad w'(z) = 0 \qquad t' = \frac{1}{n}$$

Région de champ uniforme.

$$u(z) = \cos\frac{z-a}{R} \qquad v(z) = \frac{R}{n}\left[\sin\frac{z-a}{R} + \left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{1}{2}\right)\cos\frac{z-a}{R}\right]$$

$$u'(z) = -\frac{1}{R}\sin\frac{z-a}{R} \qquad v'(z) = \frac{1}{n}\left[\cos\frac{z-a}{R} - \left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{1}{2}\right)\sin\frac{z-a}{R}\right]$$

$$w(z) = 1 \qquad t(z) = \frac{1}{n}\left[\left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{1}{2}\right)R + (z-a)\right]$$

$$w'(z) = 0 \qquad t'(z) = \frac{1}{n}$$

Couche de passage à la sortie de l'aimant.

$$u = 0 \qquad v = \frac{R}{n} \qquad w = 1 \qquad t = \frac{R}{n}\left(\frac{\pi}{2} + \frac{1}{2} + \operatorname{tg}\varepsilon\right)$$

$$u' = -\frac{1}{R} \qquad v' = -\frac{1}{2n} \qquad w' = -\frac{\operatorname{tg}\varepsilon}{R} \qquad t' = -\frac{1}{n}\left[\operatorname{tg}^2\varepsilon + \operatorname{tg}\varepsilon\left(\frac{\pi-1}{2}\right) - 1\right]$$

Région de champ nul s'étendant après le prisme.

$$u = -\frac{1}{R}(z-b) \qquad v = \frac{R}{n} - \frac{1}{2}\frac{z-b}{n} \qquad w = 1 - (z-b)\frac{\operatorname{tg}\varepsilon}{R}$$

$$u' = -\frac{1}{R} \qquad v' = -\frac{1}{2n} \qquad w' = -\frac{\operatorname{tg}\varepsilon}{R}$$

$$t(z) = -\frac{1}{n}\left[R\left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{\pi}{2} + \frac{1}{2}\right) - (z-b)\left(\operatorname{tg}^2\varepsilon + \operatorname{tg}\varepsilon\,\frac{\pi+1}{2} - 1\right)\right]$$

$$t'(z) = -\frac{1}{n}\left[\operatorname{tg}^2\varepsilon + \operatorname{tg}\varepsilon\left(\frac{\pi-1}{2}\right) - 1\right]$$

III. 2. Calcul des aberrations géométriques du second ordre d'un prisme magnétique.

Les formules établies au paragraphe précédent permettent de calculer au second ordre près les coordonnées de position et de vitesse dans un plan z quelconque connaissant la valeur de ces coordonnées dans le plan $z = z_0$. On pourrait en particulier retrouver ainsi les résultats utilisés dans l'étude faite à l'approximation de Gauss dans les paragraphes précédents. Si l'on veut avoir une connaissance plus précise des trajectoires il faut résoudre les équations du mouvement en tenant compte du terme H_3 de l'Hamiltonien du système. Cotte montre que dans ce cas les équations du mouvement peuvent se mettre sous la forme :

$$x = C_1 u + C_2 v \qquad p = n C_1 u' + n C_2 v'$$
$$y = \Gamma_1 w + \Gamma_2 t \qquad q = n \Gamma_1 w' + n \Gamma_2 t'$$

Les constantes C_1, C_2, Γ_1, Γ_2 dépendent des conditions initiales et peuvent dans le cas de l'approximation du second ordre être mises sous la forme de développement en série par rapport aux infiniments petits du premier ordre que sont les coordonnées initiales.

Les conditions initiales étant $C_1(s) = \xi_1$, $C_2(d) = \xi_2$, $\Gamma_1(s) = \eta_1$ et $\Gamma_2(d) = \eta_2$, on pose alors :

$$C_1(z) = \xi_1 + \frac{1}{2}\sum_{i,k}(A_{ik}\,\xi_i\,\xi_k + E_{ik}\,\eta_i\,\eta_k)$$

$$C_2(z) = \xi_2 + \frac{1}{2}\sum_{i,k}(B_{ik}\,\xi_i\,\xi_k + F_{ik}\,\eta_i\,\eta_k) \qquad (5)$$

$$\Gamma_1(z) = \eta_1 + \sum_{i,k} C_{ik}\,\xi_i\,\eta_k$$

$$\Gamma_2(z) = \eta_2 + \sum_{i,k} D_{ik}\,\xi_i\,\eta_k$$

Les coefficients de ces développements en série étant donnés par :

$$A_{11} = \int_s^z \alpha_{12}\,dz \qquad A_{12} = \int_s^z \alpha_{21}\,dz \qquad A_{12} = A_{21} \qquad A_{22} = \int_s^z \alpha_{22}\,dz$$

$$B_{11} = -\int_d^z \alpha_{11}\,dz \qquad B_{12} = -\int_d^z \alpha_{12}\,dz \qquad B_{12} = B_{21} \qquad B_{22} = -\int_d^z \alpha_{21}\,dz$$

$$C_{11} = \int_s^z \gamma_1\,dz \qquad C_{12} = \int_s^z \beta_{12}\,dz \qquad C_{21} = \int_s^z \gamma_2\,dz \qquad C_{22} = \int_s^z \beta_{22}\,dz$$

$$D_{11} = -\int_d^z \beta_{11}\,dz \qquad D_{12} = -\int_d^z \gamma_1\,dz \qquad D_{21} = -\int_d^z \beta_{21}\,dz \qquad D_{22} = -\int_d^z \gamma_2\,dz$$

$$E_{11} = \int_s^z \beta_{21}\,dz \qquad E_{12} = \int_s^z \gamma_2\,dz \qquad E_{12} = E_{21} \qquad E_{22} = \int_s^z \beta_{22}\,dz$$

$$F_{11} = -\int_d^z \beta_{11}\,dz \qquad F_{12} = -\int_d^z \gamma_1\,dz \qquad F_{12} = F_{21} \qquad F_{22} = -\int_d^z \beta_{12}\,dz$$

avec :

$$\alpha_{11} = 3\,A\,u\,u'^2 + Bu^3$$
$$\alpha_{21} = A\,(uv'^2 + 2\,vu'v') + buv^2$$
$$\alpha_{12} = A\,(2\,uu'v' + vu'^2) + Bu^2v$$
$$\alpha_{22} = 3\,Avv'^2 + Bv^3$$
$$\gamma_1 = Guwt + Auwt' + Du'wt$$
$$\beta_{11} = Guw^2 + Auw'^2 + Du'w^2$$
$$\beta_{12} = Gut^2 + Aut'^2 + Du't^2$$
$$\beta_{21} = Gvw^2 + Avw'^2 + Dv'w^2$$
$$\beta_{22} = Gvt^2 + Avt'^2 + Dv't^2$$
$$\gamma_2 = Gvwt + Avw't' + Dv'wt$$

et :

$$A = -\theta n \qquad B = \left(\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}\right)_0 - 2\theta\left(\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)_0$$

$$D = + e\frac{d H_y^0}{dz} \qquad G = -\left(\frac{\partial^2 H_y}{\partial x^2}\right)_0 + \left(\frac{\partial H_y}{\partial x}\right)_0$$

Des calculs qui n'offrent d'autre difficulté que leur longueur permettent de dresser ainsi le tableau des différents coefficients d'aberration d'un prisme. Les tableaux suivants donnent la valeur de ces coefficients dans les deux cas particuliers que nous avons considérés. La valeur numérique de ces coefficients est également donnée pour la valeur de ε correspondant à $\operatorname{tg}\varepsilon = 0{,}843$, c'est en effet cette valeur qui a été adoptée pour la réalisation pratique du prisme utilisé.

Premier prisme.

$$\int \alpha_{11} = \frac{n}{R^2}\left(\operatorname{tg}^3\varepsilon - \operatorname{tg}\varepsilon + \frac{1}{3}\right) \simeq 0{,}1\,\frac{n}{R^2}$$

$$\int \alpha_{21} = \frac{1}{n}\,(4\,\operatorname{tg}^3\varepsilon + 4\,\operatorname{tg}^2\varepsilon - 3\,\operatorname{tg}\varepsilon - 4) \simeq 6{,}7\,\frac{1}{n}$$

$$\int \alpha_{12} = \frac{1}{3R}\,(2\,\operatorname{tg}^3\varepsilon + 3\,\operatorname{tg}^2\varepsilon - 6\,\operatorname{tg}\varepsilon + 4) \simeq 2{,}3\,\frac{1}{R}$$

$$\int \alpha_{22} = \frac{R}{n^2}\left[8 + (1 + 2\,\operatorname{tg}\varepsilon)^3 - 8\,\operatorname{tg}\varepsilon\right] \simeq 20{,}4\,\frac{R}{n^2}$$

$$\int \gamma_1 = \frac{1}{R}\left[2\,\operatorname{tg}^3\varepsilon + \operatorname{tg}^3\left(1 - \frac{\pi^2}{4}\right) + \operatorname{tg}\varepsilon\,(2 + 2\pi) - 2 - \frac{\pi}{2}\right] \simeq 3{,}15\,\frac{1}{R}$$

$$\int \beta_{11} = \frac{n}{R^2}\left[\operatorname{tg}^3\varepsilon + \operatorname{tg}^2\varepsilon\left(1 - \frac{\pi^2}{4}\right) + \operatorname{tg}\varepsilon\left(\frac{3}{2} + \pi\right) - 1\right] \simeq 3{,}5\,\frac{n}{R^2}$$

$$\int \beta_{12} = \frac{1}{n}\left[4\,\operatorname{tg}^3\varepsilon - \pi^2\,\operatorname{tg}^2\varepsilon + \operatorname{tg}\varepsilon\,(5 + 4\pi + \pi^2) - 3\,\frac{\pi^2}{4} - 2\pi\right] \simeq 6{,}8\,\frac{1}{n}$$

$$\int \beta_{21} = \frac{1}{R}\left[2\,\operatorname{tg}^3\varepsilon + \operatorname{tg}^2\varepsilon\left(3 - \frac{\pi^2}{2}\right) + \operatorname{tg}\varepsilon\,(3 + 2\pi) - 1\right] \simeq 8{,}8\,\frac{1}{R}$$

$$\int \beta_{22} = \frac{R}{n^2}\left[\operatorname{tg}^2\varepsilon\,(-2\pi^2 - 4) + \operatorname{tg}\varepsilon\,(2\pi^2 + 8\pi + 8) - 1 - \frac{\pi^2}{2} - 4\right] \simeq 9{,}2\,\frac{R}{n^2}$$

$$\int \gamma_2 = \frac{1}{n}\left[4\,\operatorname{tg}^4\varepsilon + \operatorname{tg}^2\varepsilon\,(4 - \pi^2) + \operatorname{tg}\varepsilon\,(4\pi + 3) - 4 - \pi - \frac{\pi^2}{2}\right] \simeq -0{,}7\,\frac{1}{n}$$

Second prisme.

$$\int \alpha_{11} = \frac{n}{R^2}$$

$$\int \alpha_{21} = \frac{1}{n}\,\frac{\operatorname{tg}\varepsilon}{3}\,(\operatorname{tg}\varepsilon + 4) \simeq 1{,}35\,\frac{1}{n}$$

$$\int \alpha_{12} = \frac{1}{R}\left(\frac{1}{2} + \operatorname{tg}\varepsilon\right) \simeq 1{,}34\,\frac{1}{R}$$

$$\int \alpha_{22} = \frac{R}{n^2}\left[\left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{1}{2}\right)^3 - \operatorname{tg}\varepsilon + 1\right] \simeq 2{,}6\,\frac{R}{n^2}$$

$$\int \gamma_2 = -\frac{1}{R}\left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{\pi + 1}{2}\right) \simeq -2{,}9\,\frac{1}{R}$$

$$\int \beta_{11} = -\frac{n}{R^2}$$

$$\int \beta_{21} = \frac{1}{2R}\left(\operatorname{tg}\varepsilon + 1\right) \simeq 0{,}92\,\frac{1}{R}$$

$$\int \beta_{12} = \frac{1}{n}\left[1 - \left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{\pi + 1}{2}\right)^2\right] \simeq -1{,}75\,\frac{1}{n}$$

$$\int \beta_{22} = \frac{R}{n^2}\left[\left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{1}{2}\right)^2 + \left(\operatorname{tg}\varepsilon + \left(\frac{\pi + 1}{2}\right)^2\right)\left(\frac{1}{2}\operatorname{tg}\varepsilon - 1\right) + \left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{3}{2}\right)\right] \simeq -0{,}8\,\frac{R}{n^2}$$

$$\int \gamma_2 = \frac{1}{n}\left[\left(\operatorname{tg}\varepsilon - \frac{1}{2}\right) + \frac{\operatorname{tg}\varepsilon - 1}{2}\left(\left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{\pi - 1}{2}\right)\right)\right] \simeq 1{,}1\,\frac{1}{n}$$

III. 3. **Calcul des aberrations du second ordre du système prisme-miroir.**

Dans le cas d'un système prisme-miroir-prisme les résultats donnés séparément pour chaque prisme peuvent être utilisés pour connaître les aberrations du second ordre introduites par la traversée complète du système. En effet les coordonnées d'une trajectoire dans les plans de sortie au niveau des points stigmatiques A'_1 et A'_2 du premier prisme sont déterminées à l'aide des résultats du paragraphe précédent concernant ce prisme. Un simple calcul permet alors de connaître les trajectoires d'attaque du second prisme après réflexion sur le miroir. Les coordonnées de la trajectoire de sortie du premier prisme dans les plans situés au niveau de A'_1 et A'_2 étant x'_1, y'_1 et x'_2, y'_2 celles des trajectoires d'attaque du second prisme au niveau de ces mêmes plans seront :

$$x''_1 = x'_1$$
$$y''_1 = y''_1$$

et

$$x''_2 = x'_2\,\frac{L^2}{L^2 - x'_1\,(x'_2 - x'_1) - x'_1\,x'_2} + x_1\,\frac{x_1\,x_2}{L^2 - x_1\,(x'_2 - x'_1) - x'_1\,x'_2}$$

$$y''_2 = y'_2\,\frac{L^2}{L^2 - y'_1\,(y'_2 - y'_1) - y'_1\,y'_2} + y_1\,\frac{y_1\,y_2}{L^2 - y'_1\,(y'_2 - y'_1) - y'_1\,y'_2}$$

L désignant la distance $A'_1\,A'_2$ qui est égale dans le cas particulier adopté ($\operatorname{tg}\varepsilon = 0{,}843$) à $\frac{\pi + 2}{2}\,a$, valeur auprès de laquelle sont négligeables les dimensions du cross-over et de l'image donnée par le premier prisme. On a donc :

$$x''_2 = x'_2 \text{ et } y''_2 = y'_2$$

En adoptant ces valeurs comme coordonnées initiales pour les trajectoires d'attaque du second prisme et en appliquant alors les résultats concernant les aberrations du second prisme, les trajectoires finales de sortie seront entièrement déterminées.

Dans le but de simplifier l'écriture dans le calcul des aberrations du système total les valeurs ou les symboles concernant le second prisme seront surmontés d'un trait.

Cas général.

Soit une trajectoire définie par ses coordonnées x_1, y_1 dans le plan situé au niveau du cross-over A_1 et x_2, y_2 dans le plan situé au niveau de l'objet virtuel A_2.

En posant $\xi_1 = x_1$ et $\eta_1 = y_1$ on a :

$$x_2 = \xi_1 + \xi_2 \frac{2R}{n} \frac{\pi + 2}{\pi + 1}$$

$$y_2 = \eta_1 + \eta_2 \frac{2R}{n} \frac{\pi + 2}{\pi + 1}$$

Au niveau du plan image A'_2 on a :

$$z - b = R\left(\operatorname{tg}\varepsilon - \frac{\pi + 1}{2}\right)$$

donc :

$$x'_2 = \frac{\pi + 1}{2} C_1 + \frac{R}{n}(\pi + 2) C_2$$

$$y'_2 = \frac{\pi+1}{4}(2\operatorname{tg}\varepsilon - 1)\Gamma_1 + \frac{R}{n}(\pi+2)\left(\operatorname{tg}\varepsilon - \frac{1}{2}\right)\Gamma_2$$

Les trajectoires d'attaque du second prisme sont donc définies par :

$$\overline{x'_1} = x'_1 = 1/2\, C_1 = \overline{\xi_1}$$

$$\overline{y'_1} = -y'_1 = 1/2\left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{\pi + 1}{2}\right)\Gamma_1 = \overline{\eta_1}$$

$$\overline{x'_2} = x'_2 = \frac{\pi + 1}{2} C_1 + \frac{R}{n}(\pi + 2) C_2$$

$$\overline{y'_2} = y'_2 = \frac{\pi + 1}{4}(2\operatorname{tg}\varepsilon - 1)\Gamma_1 + \frac{R}{n}(\pi + 2)(2\operatorname{tg}\varepsilon - 1)\Gamma_2$$

de ces équations on déduit :

$$\xi_2 = (x_2 - x_1)\frac{n}{R}\frac{\pi + 1}{2(\pi + 2)}$$

$$\eta_2 = (y_2 - y_1)\frac{n}{R}\frac{\pi + 1}{2(\pi + 2)}$$

au cross-over image A'_1 on a :

$$z - b = R(\operatorname{tg}\varepsilon + 1/2)$$

donc :

$$x'_1 = C_1 u + C_2 v - 1/2\, C_1$$

$$y'_1 = \Gamma_1 w + \Gamma_2 t = -1/2\left(\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{\pi + 1}{2}\right)\Gamma_1$$

C_1, C_2, Γ_1, et Γ_2 étant donnés par les équations (5) et les coefficients de ce développement par le tableau (3).

Mais puisqu'au niveau du plan virtuel du second prisme $z - a = a\left(-\operatorname{tg}\varepsilon + \frac{\pi + 1}{2}\right)$ on a également :

$$x'_2 = \xi_1 + \frac{R}{n}\frac{\pi + 2}{2}\xi_2$$

$$\overline{y'_2} = \overline{\eta_1} + \frac{R}{n}\frac{\pi + 2}{2} - \eta_2$$

On en déduit les valeurs de ξ_2 et $\overline{\eta_2}$:

$$\zeta_2 - \frac{\pi}{\pi + 2}\frac{n}{R} C_1 + 2 C_2$$

$$\overline{\eta_2} = \frac{2}{\pi + 2}\left(\frac{\pi}{2}\operatorname{tg}\varepsilon - \frac{\pi+1}{2}\right)\Gamma_1 + 2\Gamma_2\left(\operatorname{tg}\varepsilon - \frac{1}{2}\right)$$

$\overline{C_1}$, $\overline{C_2}$ π_1 et π_2 étant donnés par les équations (5) et les coefficients de ce développement par le tableau 4.

Au cross-over image définitif $z - b = 2\,R$ on a :

$$\overline{x_1} = \overline{C_1}\,\overline{u_1} = -2\,\overline{C_1}$$

$$\overline{y_1} = \overline{L_1}\,\overline{w_1} = (1 - 2\,\mathrm{tg}\,\varepsilon)\,\overline{\pi_1} \qquad (6)$$

et au niveau du plan image de sortie

$$z - b = -\frac{2}{\pi + 1}\,R$$

$$\overline{x_2} = \frac{2}{\pi + 1}\,\overline{C_1} + \frac{R}{n}\,\frac{\pi + 2}{\pi + 1}\,\overline{C_2}$$

$$\overline{y_2} = \frac{1}{\pi + 1}\,(1 + 2\,\mathrm{tg}\,\varepsilon)\,\overline{\Gamma_1} + \frac{R}{n}\left(\mathrm{tg}\,\varepsilon + \frac{\pi + 1}{2}\right)\frac{\pi + 2}{\pi + 1}\,\overline{\Gamma_2} \qquad (7)$$

Les équations (6) et (7) permettent de déterminer toutes les aberrations du second ordre au niveau du cross-over et de l'image de sortie du système prisme-miroir-prisme.

Aberration d'ouverture du faisceau. — Distorsion de l'image.

L'application des résultats précédents aux trajectoires définies par le centre de la source

$$\xi_2 = x_2\ 0{,}4\,\frac{n}{R} = n\,\alpha$$

$$\eta_2 = y_2\ 0{,}4\,\frac{n}{R} = n\,\beta$$

α et β étant des angles que fait cette trajectoire avec les axes Ox et Oy

Les variables C_1, C_2, Γ_1 et Γ_2 se réduisent à :

$$C_1 = 1/2\,(A_{22}\,\xi_2^2 + E_{22}\,\eta_2^2) = 10{,}2\,R\,\alpha^2 + 4{,}6\,R\beta^2$$
$$C_2 = \xi_2 + 1/2\,(B_{22}\xi_2^2 + F_{22}\eta_2^2) = n\,(\alpha - 3{,}3\alpha^2 - 3{,}4\beta^2)$$

$$\Gamma_1 = C_{22}\,\xi_2\,\eta_2 = 9{,}2\,R\,\alpha\,\beta$$
$$\Gamma_2 = \eta_2 + D_{22}\,\xi_2\,\eta_2 = n\,(\beta + 0{,}7\,\alpha\,\beta)$$

on en déduit :

$$x_1' = -1/2\ C_1 = -5{,}1\ R\,\alpha^2 - 2{,}3\ R\,\beta^2$$
$$y_1 = -1{,}45\ \Gamma_1 = \quad 13{,}3\ R\,\alpha\,\beta$$

Dans la seconde traversée après réflexion sur le miroir on a :

$$\overline{\xi_1} = -x_1' \qquad \overline{\xi_2} = \frac{\pi}{\pi + 2}\,\frac{n}{R}\,C_1 + 2\,C_2$$

et

$$\overline{\eta_1} = -y_1' \qquad \overline{\eta_2} = \frac{2}{\pi + 2}\left(\frac{\pi}{2}\,\mathrm{tg}\,\varepsilon - \frac{\pi + 1}{2}\right)\Gamma_1 + 2\,\Gamma_2\left(\mathrm{tg}\,\varepsilon - \frac{1}{2}\right)$$

$x_1 = y_1 = 0$ et les points x_2, y_2 de l'image conduisent aux résultats suivants :

avec en négligeant les termes d'ordre supérieur à deux :

$$\overline{C_1} = \overline{\xi_1} + 1/2\,[\overline{A_{22}}\,(2\,n\,\alpha)^2 + \overline{E_{22}}\,(0{,}7\,n\,\beta)^2] = 10{,}3\,R\,\alpha^2 + 2{,}1\,R\,\beta^2$$
$$\overline{C_2} = \overline{\xi_2} + 1/2\,[B_{22}\,(2\,n\,\alpha)^2 + \overline{F_{22}}\,(0{,}7\ n\,\beta)^2] = n\,(2\,\alpha - 3{,}1\,\alpha^2 - 3{,}2\,\beta^2)$$
$$\overline{\Gamma_1} = \overline{\eta_1} + C_{22}\ 1{,}4\ n^2\,\alpha\,\beta = 12{,}2\ R\,\alpha\,\beta$$
$$\overline{\Gamma_2} = \overline{\eta_2} + \overline{D_{22}}\ 1{,}4\ n^2\,\alpha\,\beta = n\,(0{,}7\,\beta - 3{,}7\,\alpha\,\beta)$$

Finalement ces trajectoires rencontrent le plan situé au niveau du cross-over de sortie en :

$$\bar{x}_1 = -20{,}6\,R\,\alpha^2 - 4{,}2\,R\,\beta^2 = -3{,}3\,\frac{x_2^2}{R} - 0{,}7\,\frac{y_2^2}{R}$$

$$\bar{y}_1 = -8{,}3\,R\,\alpha\beta = -1{,}3\,\frac{x_2\,y_2}{R} \qquad (5)$$

et le plan situé au niveau de l'image de sortie en :

$$\bar{x}_2 = 2{,}5\,R\,\alpha + 1{,}1\,R\,\alpha^2 - 2\,R\,\beta^2 = x_2 + 1{,}1\,R\,\alpha^2 - 2\,R\,\beta^2 = x_2 + 0{,}17\,\frac{x_2^2}{R} - 0{,}32\,\frac{y_2^2}{R}$$

$$\bar{y}_2 = 2{,}5\,R\,\beta - 5{,}5\,R\,\alpha\beta = y_2 - 5{,}5\,R\,\alpha\beta = y_2 - 0{,}9\,\frac{x_2\,y_2}{R} \qquad (6)$$

Imaginons un objet virtuel d'entrée du système de contour rectangulaire, au contour de ce diaphragme correspond au niveau du cross-over de sortie un contour formé de deux arcs de parabole décrits deux fois.

Au contour de ce même diaphragme correspond au niveau de l'image de sortie un quadrilatère curviligne dont les côtés sont des arcs de parabole, cette image est nette mais distordue.

Autres aberrations.

Pour interpréter la signification des coefficients d'aberration autres que ceux d'ouverture du faisceau nous supposerons que l'on ait annulé ces derniers.

Pour une trajectoire définie par les conditions initiales :

$$\xi_1 = x_1 \qquad \xi_2 = (x_2 - x_1)\ 0{,}4\,\frac{n}{R}$$

$$\eta_1 = y_1 \qquad \eta_2 = (y_2 - y_1)\ 0{,}4\,\frac{n}{R}$$

Les variables C_1, C_2, Γ_1 et Γ_2 se réduisent dans ce cas à :

$$C_1 = \xi_1 + 1/2\,(A_{11}\,\xi_1^2 + E_{11}\,\eta_1^2) + A_{12}\,\xi_1\,\xi_2 + E_{12}\,\eta_1\,\eta_2$$
$$C_2 = \xi_2 + 1/2\,(B_{11}\,\xi_1^2 + F_{11}\,\eta_1^2) + B_{12}\,\xi_1\,\xi_2 + F_{12}\,\eta_1\,\eta_2$$
$$\Gamma_1 = \eta_1 + C_{11}\,\xi_1\,\eta_1 + C_{12}\,\xi_1\,\eta_2 + C_{21}\,\xi_2\,\eta_1$$
$$\Gamma_2 = \eta_2 + D_{11}\,\xi_1\,\eta_1 + D_{12}\,\xi_1\,\eta_2 + D_{21}\,\xi_2\,\eta_1$$

On en déduit :

$$\bar{\xi}_1 = 1/2\,\xi_1 + 1/4\,(A_{11}\,\xi_1^2 + E_{11}\,\eta_1^2) + 1/2\,(A_{12}\,\xi_1\,\xi_2 + E_{12}\,\eta_1\,\eta_2)$$
$$\bar{\eta}_1 = 1{,}45\,(\eta_1 + C_{11}\,\xi_1\,\eta_1 + C_{12}\,\xi_1\,\eta_2 + C_{21}\,\xi_2\,\eta_1)$$

et

$$\bar{\xi}_2 = 0{,}6\,\frac{n}{R}\,\xi_1 + 2\,\xi_2 + 1/2\,\xi_1^2\,(0{,}6\,\frac{n}{R}\,A_{11} + 2\,B_{11})\ 1/2\,\eta_1^2\,(0{,}6\,\frac{n}{R}\,E_{11} + 2\,F_{11})$$
$$+ \xi_1\,\xi_2\,(0{,}6\,\frac{n}{R}\,A_{12} + 2\,B_{12})$$

$$\bar{\eta}_2 = -0{,}3\,\frac{n}{R}\,\eta_1 + 0{,}7\,\eta_2 + \xi_1\,\eta_1\,(-0{,}3\,\frac{n}{R}\,C_{11} + 0{,}7\,D_{11}) + \xi_1\,\eta_2\,(-0{,}3\,\frac{n}{R}\,C_{12} + 0{,}7\,D_{12})$$
$$\xi_2\,\eta_1\,(-0{,}3\,\frac{n}{R}\,C_{21} - 0{,}7\,D_{21})$$

puis en négligeant les termes d'ordre supérieur à deux :

$$C_1 = 0{,}5\,x_1 + \frac{1}{R}\,(-0{,}7\,x_1^2 + 1{,}9\,y_1^2 + 1{,}9\,x_1\,x_2 + 0{,}3\,y_1\,y_2)$$

$$C_2 = \frac{n}{R}\,(-0{,}2\,x_1 + 0{,}8\,x_2) + \frac{n}{R^2}\,(-0{,}8\,x_1^2 - 3\,y_1^2 + 0{,}8\,x_1\,x_2 - 1{,}6\,y_1\,y_2)$$

$$\bar{\Gamma}_1 = 1{,}45\ y_1 + \frac{1}{R}(-4{,}1\ x_1 y_1 + 3{,}7\ x_1 y_2 + 0{,}9\ y_1 x_2)$$

$$\bar{\Gamma}_2 = \frac{n}{R}(0{,}3\ y_2 - 0{,}6\ y_1) + \frac{n}{R^2}(1{,}1\ x_1 y_1 \quad 1{,}3\ x_1 y_2 - 1{,}45\ y_1 x_2)$$

Finalement ces trajectoires rencontrent le plan situé au niveau du cross-over de sortie en :

$$x_1 = -x_1 + \frac{1}{R}(1{,}4\ x_1^2 - y_1^2 - x_1 x_2 - 0{,}15\ y_1 y_2)$$

$$y_1 = -y_1 + \frac{1}{R}(2{,}8\ x_1 y_1 - 2{,}5\ x_1 y_2 - 0{,}6\ y_1 x_2)$$

et le plan situé au niveau de l'image de sortie en :

$$\bar{x}_2 = x_2 + \frac{1}{R}(-1{,}35\ x_1^2 - 2{,}7\ y_1^2 + 2\ x_1 x_2 - 1{,}85\ y_1 y_2)$$

$$\bar{y}_2 = y_2 + \frac{1}{R}(1{,}3\ x_1 y_1 - 2{,}3\ x_1 y_2 - 12\ y_1 x_2)$$

Les trajectoires issues du cross-over et passant par le centre de l'image ($x_2 = y_2 = 0$) donnent de ce cross-over une image nette mais déformée définie par les équations :

$$\bar{x}_1 = -x_1 - \frac{1}{R}(1{,}4\ x_1^2 - y_1^2)$$

$$\bar{y}_1 = -y_1 + \frac{1}{R}(2{,}8\ x_1 y_1) \qquad (7)$$

A un rectangle correspond un quadrilatère curviligne, ses côtés sont des arcs de parabole dont les axes sont dans le plan de symétrie ou parallèles au plan de symétrie.

Tout point du cross-over autre que le centre aura pour image non un point mais un petit parallélogramme dont le centre est défini par les équations (7) et dont les côtés ont pour longueur

$$\frac{x_2}{R}(x_1^2 + 0{,}36\ y_1^2)^{1/2}$$

et

$$\frac{y_2}{R}(0{,}02\ y_1^2 + 6{,}25\ x_1^2)^{1/2}$$

et font respectivement avec l'axe des $\bar{x}$ les angles ψ et ψ' tels que :

$$tg\,\psi = \frac{0{,}6\ y_1}{x_1} \qquad \text{et} \qquad tg\,\psi' = 16{,}7\ \frac{x_1}{y_1}$$

Les trajectoires définies par le centre de l'image $x_2 = y_2 = 0$ et les points x_1, y_1 du cross-over rencontrent le plan image de sortie du prisme en :

$$\bar{x}_2 = \frac{1}{R}(-1{,}35\ x_1^2 - 2{,}7\ y_1^2)$$

$$\bar{y}_2 = -\frac{1}{R}1{,}7\ x_1 y_1 \qquad (8)$$

Imaginons qu'un diagphragme rectangulaire soit placé au niveau du cross-over d'entrée du système au contour de ce diaphragme correspond dans le plan image un contour formé de deux arcs de parabole décrits deux fois, ces aberrations se traduisent donc par un flou sur l'image.

Les aberrations en un point quelconque de l'image sont la somme de l'aberration définie par (8) et qui est la même pour tout point de l'image et une aberration définie par :

$$\bar{x}_2 = x_2 + \frac{1}{R}(2\ x_1 x_2 - 1{,}85\ y_1 y_2)$$

$$\bar{y}_2 = y_2 + \frac{1}{R}(-2{,}3\ x_1 y_2 - 12\ y_1 x_2) \qquad (9)$$

Cette dernière aberration fait qu'à tout point de l'image autre que le centre correspond un petit parallélogramme dont les côtés ont pour longueur :

$$\frac{x_2}{R}(4\ x_1^2 + 144\ y_1^2)^{1/2} \quad \text{et} \quad \frac{y_2}{R}(3{,}4\ y_1^2 + 5{,}3\ x_1^2)^{1/2}$$

et font respectivement avec l'axe des $\bar{x}$ les angles ψ et ψ' tels que :

$$tg\,\psi = -6\ \frac{y_1}{x_1} \qquad \text{et} \qquad tg\,\psi' = 1{,}25\ \frac{x_1}{y_1}$$

Cette aberration étant d'autant plus importante que le champ image est grand, nous l'appelerons astigmatisme de champ.

III. 4. **Application à la microscopie électronique.**

L'objet virtuel d'entrée du prisme étant l'image agrandie de l'objet réel qui précède l'objectif du microscope, la grandeur des aberrations rapportées à l'espace objet seront celles détermi-

nées dans le paragraphe précédent réduites dans un rapport égal au grandissement donné par l'objectif du microscope.

Pour déterminer les ordres de grandeur de ces aberrations géométriques nous admettrons que nous avons utilisé un objectif double qui donne un cross-over de diamètre égal à 0,5 μ et un grandissement égal à 200, de plus nous admettrons que le prisme utilisé est tel que R = 4 cm. On voit, d'après ces données qui correspondent approximativement aux valeurs expérimentales adoptées que les aberrations les plus importantes qui entachent le cross-over image sont les aberrations d'ouverture du faisceau qui donnent d'un cross-over objet ponctuel une tache dont l'étalement dans la direction de la dispersion est de l'ordre de 20,6 R α^2 soit 0,2 microns pour une ouverture $\alpha = 0{,}5\ 10^{-3}$ radians et 0,8 microns pour $\alpha = 10^{-3}$ radians.

De même l'aberration la plus importante qui entache l'image est l'astigmatisme de champ, elle donne une tache d'aberration dont la longueur sera au maximum sur les bords du champ de l'ordre de $12\,\frac{x_2\ y_1}{R} = 75$ Å au niveau de l'image, soit $\frac{75}{200} = 0{,}4$ Å dans l'espace objet pour une ouverture du faisceau de $0{,}5\ 10^{-3}$ radians, c'est-à-dire pour un champ objet de diamètre égal à 0,5 μ ; pour un champ objet de 2 μ cette tache d'aberration ne sera encore que de l'ordre de 1,5 Å au niveau de l'objet.

Ces résultats numériques montrent que les aberrations géométriques introduites sur l'image par le système dispersif disposé à la sortie de l'objectif d'un microscope électronique sont insignifiantes auprès de celles introduites par l'objectif lui-même.

Chapitre II

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU FILTRE DE VITESSE

Un premier appareil d'analyse et de filtrage des vitesses a été réalisé à partir d'un microscope électronique de type ancien. C'était un appareil expérimental destiné surtout à étudier les propriétés et les possibilités pratiques du système dispersif composé d'un prisme magnétique et d'un miroir électrostatique. Cependant malgré le caractère sommaire du montage expérimental, un certain nombre de résultats on pu être obtenus aussi bien dans le fonctionnement en analyseur qu'en filtre de vitesses.

I. — Description du montage expérimental.

L'ensemble de l'appareil expérimental réalisé comprend :

— Un microscope électronique fournissant le faisceau d'électrons, les lentilles électroniques, et le système d'observation et d'enregistrement des images.

— Un objectif double destiné à former un cross-over de dimensions très petites à l'entrée du prisme.

— Un prisme magnétique sous la forme d'un électro-aimant.

— Un miroir électrostatique à trois électrodes.

— Un système de lames mobiles destinées à sélectionner les électrons d'énergies différentes.

I. 1. Microscope.

Le microscope utilisé est un appareil R. C. A. (E. M. U. 2A) à lentilles magnétiques dont le pouvoir séparateur était de 4 mμ à l'origine, il comprend :

— Un canon où les électrons issus d'un filament en tungstène sont accélérés par une tension de — 50 kV. Dans le but d'obtenir un faisceau monochromatique et utiliser ainsi au mieux la dispersion au niveau du cross-over de sortie du prisme il a été nécessaire de filtrer très soigneusement la tension d'accélération des électrons ; un filtre résistance-capacité introduit à la sortie de la haute tension a permis d'abaisser la tension alternative résiduelle de 3 volts à quelques dixièmes de volts.

— Un condensateur simple destiné à éclairer la préparation, son ouverture d'illumination est limitée par un diaphragme fixe de 1,5 mm.

— Un objectif qui a été remplacé par un objectif double, seules les pièces polaires du noyau ont été modifiées, le corps de la lentille ainsi que son alimentation ont été conservés.

— Une lentille intermédiaire dont l'alimentation a été séparée de celle du projecteur avec laquelle elle était commune. Cette lentille permet ainsi de former sur le plan focal du projecteur, soit l'image du cross-over de sortie du prisme, soit l'image du plan achromatique du prisme.

— Une lentille de projection qui forme sur l'écran l'image finale plus ou moins agrandie. Dans le but de faciliter le centrage de la colonne du microscope les pièces polaires d'origine

peuvent être remplacées par des pièces polaires à ouverture plus grande.

— Un ensemble écran fluorescent-plaques photographiques qui permet l'observation et l'enregistrement des images.

— Le système de pompage, composé d'une pompe à palettes et d'une pompe à diffusion d'huile, n'a pas été modifié malgré le volume plus important de l'enceinte de la colonne.

La surélévation de la colonne due à l'introduction d'un étage supplémentaire contenant le système dispersif est de 6 cm, elle n'a pas nécessité de modifications importantes du bâti du microscope.

I. 2. **Objectif double.**

La dispersion du système utilisé a été choisie égale à 2 microns par volt, si donc on désire obtenir au niveau du cross-over de sortie du prisme une résolution de 1 volt sur le spectre des pertes d'énergie des électrons, c'est-à-dire si l'on veut pouvoir filtrer à un électron-volt près, il est nécessaire que le diamètre du cross-over donné par un faisceau monochromatique soit au plus égale à 2 μ. En négligeant les aberrations introduites par le passage du faisceau à travers le prisme magnétique, le cross-over de sortie de l'objectif doit également être inférieur à 2 microns. Si l'on considère des électrons diffusés à partir d'une préparation dans un cône d'ouverture $\theta = 10^{-3}$ radian la largeur du cross-over donné par un objectif de distance focale f sera $d = 2f\theta$, c'est-à-dire dans le cas de l'objectif du microscope R. C. A. de distance focale égale à 2,35 mm, $d = 4{,}7\ \mu$; cette valeur est supérieure à celle que nous avons admise pour obtenir un filtrage à un électron-volt. On peut réduire la largeur du cross-over en en formant une image réduite à l'aide d'une seconde lentille ; nous avons utilisé dans ce but une seconde lentille de même distance focale que la première et écartée de celle-ci de $l = 47$ mm. La largeur du cross-over de cet objectif double est égale à $d = 2f\theta\ f/l$, c'est-à-dire $d = 0{,}25\ \mu$ pour un faisceau monochromatique et des lentilles dénuées d'aberration.

L'objectif double réalisé en fer Armco (fig. 13) est composé de deux lentilles magnétiques de paramètres géométriques identiques à ceux de l'objectif R. C. A. Les noyaux des deux lentilles sont solidaires l'un de l'autre et leur réalisation mécanique est telle que l'ensemble s'adapte à l'intérieur du circuit magnétique du corps de l'objectif initial du microscope. Cet objectif double n'introduit donc aucun encombrement supplémentaire dans la colonne du microscope et le même enroulement électrique sert à l'excitation des deux lentilles qui le composent. La correction de l'astigmatisme d'ellipticité est réalisé à l'aide d'un correcteur de Hillier composé de huit vis en fer doux à 45° les unes des autres placées dans la partie extérieure de l'espace situé entre les pièces polaires de la première lentille : la correction est longue, le fonctionnement du microscope devant être interrompu un grand nombre de fois pour retirer la pièce polaire. L'ouverture de l'objectif est limitée par un diaphragme placé au niveau du cross-over de la première lentille, le centrage de ce diaphragme par rapport à l'axe de la lentille est réalisé mécaniquement en dehors du microscope à l'aide d'un appareil optique à centrer. Les difficultés d'accès à ce diagramme nous ont conduit à lui donner un diamètre de 100 μ, valeur pour laquelle la contamination, peu importante, ne nécessite pas un nettoyage fréquent, à cette valeur correspond un angle d'ouverture de l'objectif égal à 10^{-2} radian.

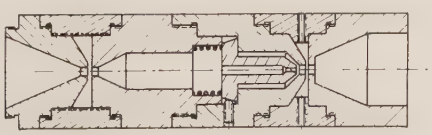


Fig. 13. — Objectif double.

I. 3. **Prisme magnétique.**

Le prisme magnétique doit être introduit dans la colonne du microscope, et nous avons choisi pour des raisons d'encombrement, et en particulier pour éviter une surélévation trop importante de la colonne, un rayon de courbure de la trajectoire moyenne égal à 2 cm et adopté la position $\frac{\zeta_1}{a} = -2$ pour le cross-over objet. De ces données on déduit :

$$\zeta_1 = -4 \text{ cm} \qquad \zeta_1' = 2{,}68 \text{ cm} ;$$
$$\zeta_2 = 0{,}96 \text{ cm} ; \qquad \zeta_2' = -2{,}45 \text{ cm}$$

et $\operatorname{tg} \varepsilon = 0{,}843$.

La valeur de la dispersion au niveau du cross-over de sortie du prisme est alors égale à 2 microns par volt (pour une tension d'accélération des électrons de — 50 kV).

Cependant ces valeurs théoriques ne sont pas celles que nous avons adoptées pour le prisme réel, car la théorie de Cotte ne s'applique qu'à un prisme théorique dans lequel le passage de la

région de champ nul à la région de champ uniforme se fait à travers une couche de passage infiniment mince située à l'aplomb des pièces polaires. Or un prisme magnétique réel a un champ de fuite qui déborde largement en dehors de l'entrefer, et les variations de la valeur de l'induction au voisinage de la sortie de l'aimant ne dépendent pratiquement que de la dimension de l'entrefer si cette dimension est petite devant celles des pièces polaires. Il apparaît donc que la théorie de Cotte ne s'applique qu'au cas limite d'un entrefer infiniment mince. Dans le cas réel le faisceau électronique commence à tourner avant son arrivée à l'aplomb des faces mécaniques de l'aimant et les conditions de focalisation théoriques données par Cotte sont modifiées. Seule une étude expérimentale permet de déterminer rigoureusement les nouvelles conditions de focalisation.

Cependant les résultats des mesures de Septier (1958) sur les champs de fuite permettent de déterminer les dimensions du prisme magnétique réel équivalent à un prisme théorique en ce qui concerne l'action de la composante transversale du champ de fuite qui influe sur la focalisation radiale : pour cet effet un prisme magnétique réel délimité dans le plan principal par les faces mécaniques FM et FN se comporte comme un prisme à induction uniforme délimité par les faces F′M′ et F′N′ parallèles à FM et FN. L'écart d entre ces faces est défini par la relation :

$$d + z_0 = \frac{1}{B_0} \int_0^{+\infty} B_r \, dz$$

O étant un point situé dans la zone de champ homogène B_0 sur la trajectoire moyenne Oz à une distance z_0 de la face de sortie, B_r est la composante radiale du champ le long de Oz. On peut de même définir d sur des parallèles à Oz, mais dans le cas où la dimension de l'entrefer est faible devant la largeur des pièces polaires les mesures expérimentales indiquent que dans la zone utile voisine de Oz d demeure constant, ce qui permet de considérer que les faces magnétiques sont parallèles aux faces mécaniques.

Le champ de fuite présente en dehors du plan de symétrie une composante B_z parallèle à Oz qui est à l'origine de la focalisation axiale. Si le faisceau d'entrée est oblique par rapport aux faces d'entrée les conditions de focalisation axiales réelles seront différentes de celles données par la théorie de Cotte. Cependant, la position de la focale radiale étant déterminée, il sera possible d'obtenir les conditions de stigmatisme en agissant sur la composante B_z du champ de fuite, ce qui peut être obtenu en modifiant la valeur de l'angle d'inclinaison ε des faces polaires du prisme.

C'est en tenant compte des résultats des mesures de Septier et de l'étude expérimentale de Hennequin que nous avons choisi les dimensions de l'électro-aimant (fig. 14). Au niveau des faces

Fig. 14. — Prisme magnétique.

d'entrée S et de sortie S″ les pièces polaires ont été réalisées de telle sorte qu'il soit possible de modifier les angles d'inclinaison à l'aide de cales d'angles variables de façon à obtenir expérimentalement les conditions de stigmatisme. Le prisme magnétique se présente pratiquement sous la forme d'un électro-aimant en fer Armco. La forme des pièces polaires est telle qu'il puisse s'adapter commodément au microscope R. C. A.; l'entrefer de largeur 2 mm et les faces polaires qui le délimitent sont placés à l'intérieur de la colonne du microscope, les pièces polaires de fermeture et le bobinage sont à l'extérieur de la colonne. L'ouverture du faisceau d'entrée est limitée par un diaphragme qui prend place sur un support en acier inoxydable solidaire de l'électro-aimant. Le rayon de courbure des trajectoires électroniques devant être de 2 cm pour des électrons d'énergie 50 *k*eV l'induction à créer est de l'ordre de 375 Gauss ce qui nécessite pour un entrefer de 2 mm un nombre d'ampère-tours d'excitation égal à 60. La bobine de l'électro-aimant comporte 5 000 spires, elle est alimentée par 2 batteries de 12 volts, un dispositif annexe permet de démagnétiser l'électro-aimant.

La recherche des conditions réelles de stigmatisme a été faite à l'aide d'un dispositif décrit dans le Diplôme d'Études supérieures de M^lle^ Paras (1961), il permet l'exploration du faisceau après la première traversée de l'électro-aimant. Ce dispositif comprend un écran parallèle à la face de sortie du prisme monté sur un tube coulissant, il permet l'observation par transmission

de l'aspect du faisceau en des plans différents depuis la face de sortie du prisme. Les résultats ainsi obtenus montrent que les conditions de stigmatisme pour la valeur $\frac{\zeta_1}{a} = -2$ sont réalisées avec un angle $\varepsilon_{exp.} = 51^o\,30'$ au lieu de $\varepsilon_{théo.} = 40^o\,6'$; la position du second cross-over A_1' est alors : $(\zeta_1'/a)_{exp.} = 1{,}95$ au lieu de $(\zeta_1'/a)_{théo.} = 1{,}34$. La différence assez importante entre les valeurs expérimentales et théoriques peut s'expliquer par les pertubations importantes apportées au champ de fuite du prisme magnétique par l'existence, au voisinage du prisme, des pièces polaires des lentilles du microscope.

I. 4. **Miroir électrostatique.**

Dans une lentille électrostatique constituée de trois électrodes présentant la symétrie de révolution autour d'un axe $z'Oz$ le champ est représentable dans un plan méridien par un réseau de lignes équipotentielles $\varphi\ (r, z) = \text{Cte}$. L'intérêt du potentiel φ est de donner aussi la vitesse des électrons : $v = \sqrt{\frac{2e\varphi}{m}}$ où e est la charge de l'électron et m sa masse en convenant de prendre comme origine des potentiels la valeur de la tension accélératrice des électrons qui abordent la lentille. Cette formule montre que s'il existe une équipotentielle $\varphi = 0$ les électrons qui auront abordé cette lentille seront freinés jusqu'à atteindre une vitesse nulle puis rebrousseront chemin en étant accélérés jusqu'à ce que leur vitesse atteigne sa valeur initiale. Nous avons alors un miroir électrostatique dont les propriétés optiques sont analogues à celles des miroirs de l'optique du verre.

Le miroir qui en réfléchissant les électrons vers l'électro-aimant permet de conserver l'axe vertical du microscope a été réalisé comme une lentille à immersion (fig. 15) : il comprend trois électrodes, une cathode plane de potentiel $\varphi < 0$, un wehnelt qui crée un champ à effet convergent, et une anode reliée à la masse de l'appareil. Deux batteries de piles en série avec la haute tension — 50 kV du microscope permettent l'ajustement et le réglage fin de la valeur de la tension de polarisation de la cathode et du wehnelt.

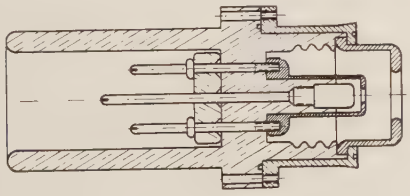


Fig. 15. — Miroir électrostatique.

Le déplacement du sommet du miroir est obtenu soit par déplacement mécanique de la cathode elle-même, soit par modification de la valeur de sa polarisation, la distance focale est fixée à l'aide de la polarisation du wehnelt.

Le miroir est constitué par trois électrodes en acier inoxydable fixées sur un corps en plexiglass, la cathode est mobile en profondeur par rapport aux deux autres électrodes, ce déplacement peut être réalisé sous tension. Le centrage du miroir dans un plan parallèle à la première face de sortie du prisme est également possible sous tension. Malgré le volume peu important de cet ensemble et un vide inférieur à 10^{-3} mm Hg. la tenue en tension s'est révélée être supérieur à 60 kV, mais un polissage soigneux et fréquent des électrodes est nécessaire.

I. 5. **Lames de sélection des énergies.**

Lors du fonctionnement de l'appareil en filtre de vitesses, la sélection des électrons d'énergie choisie est faite au niveau du cross-over de sortie du prisme à l'aide d'une fente réglable réalisée sommairement à l'aide de deux lames de platine indépendantes perpendiculaires à l'axe du faisceau. Chacune de ces lames est fixée à un support dont les déplacements sont possibles depuis l'extérieur de la colonne du microscope dans un plan horizontal et autour d'un axe horizontal fixe. Ces lames sont escamotées lors du fonctionnement en analyseur de vitesses.

II. — Résultats.

II. 1. **Fonctionnement en analyseur de vitesses. Pouvoir de résolution.**

Les lames de sélection étant escamotées on projette sur l'écran le plan situé au niveau du point A_1'', si le faisceau est monocinétique on obtient ainsi l'image du cross-over de sortie du prisme, et si le faisceau a traversé un échantillon le spectre des pertes de vitesses des électrons. Dans le but d'obtenir sur l'écran un spectre de raies d'une observation plus commode qu'un spectre de points nous avons introduit un léger

astigmatisme sur le cross-over et projeté sur l'écran la focale radiale de sortie du prisme.

Le pouvoir de résolution en valeur absolue, c'est-à-dire la plus petite différence d'énergie des électrons que l'analyseur permet de distinguer, est limité par la dimension du cross-over (ou la largeur de la focale radiale) de sortie du prisme donné par le faisceau en l'absence d'échantillon. En effet si la largeur de la focale radiale est égale à d microns et la dispersion à son niveau égale à δ microns par électron-volt le pouvoir de résolution sera au maximum de $\frac{d}{\delta}$ électron-volt. La largeur d est elle-même fonction de la dispersion en énergie des électrons dans le faisceau incident avant la traversée de la préparation, de la dimension du cross-over de sortie de l'objectif double, et des aberrations introduites par le système dispersif.

L'influence de la dispersion en énergie des électrons dans le faisceau incident est illustrée par les résultats de Boersch (1962)qui obtient une résolution de quelques dixièmes d'électron-volt en disposant un monochromateur à la sortie du canon d'un analyseur de vitesses. Cette dispersion dans le faisceau est due à la tension alternative résiduelle de la haute tension, au ronfle provenant du chauffage en haute fréquence du filament, et au spectre de vitesses qui caractérise chaque source d'électrons. Les deux premières causes de dispersion peuvent être en principe totalement éliminées par un filtrage soigneux de la haute tension et un chauffage du filament en courant continu, mais on ne peut que réduire la largeur du spectre des vitesses initiales des électrons. En effet, dans le cas de la microscopie électronique les électrons sont issus d'une cathode portée à une température élevée, ils ont donc une distribution sensiblement maxwellienne de vitesses :

$$n\,(\mathrm{V})\,d\mathrm{V} = \left(\frac{e}{k\mathrm{T}}\right)^2 e^{-\frac{e\mathrm{V}}{k\mathrm{T}}}\,\mathrm{V}\,d\mathrm{V}$$

où $n(\mathrm{V})\,d\mathrm{V}$ est la fraction des électrons émis avec une énergie comprise entre $e\mathrm{V}$ et $e(\mathrm{V}+d\mathrm{V})$, k la constante de Boltzmann et T la température absolue de la cathode. Ainsi pour une cathode de tungstène, portée à une température de 2 700° K dans les conditions normales de fonctionnement, la plupart des électrons sont émis avec des énergies comprises entre 0 et 1 eV, la moitié d'entre eux ayant une énergie inférieure à 0,45 eV. Cette dispersion peut être réduite en utilisant une cathode fonctionnant à une température plus basse, c'est ainsi que Sakaki (1955) a pu abaisser la résolution de l'analyseur de vitesses de Möllenstedt de 1 eV à 0,5 eV en utilisant une cathode à oxydes fonctionnant à température plus basse que celle d'un filament de tungstène. Dans notre appareil le filament de tungstène chauffé en haute fréquence est conservé mais la haute tension est soigneusement filtrée ; la dispersion résiduelle totale dans le faisceau issu du filament est ainsi de l'ordre de 0,5 à 0,75 eV.

La dimension du cross-over de sortie de l'objectif peut être réduite en disposant un diaphragme de faible ouverture au foyer image de l'objectif ou en utilisant un objectif double, il est peu commode pour des raisons de réalisation mécanique de diaphragmer fortement le cross-over mais l'objectif double utilisé réduit considérablement la dimension du cross-over.

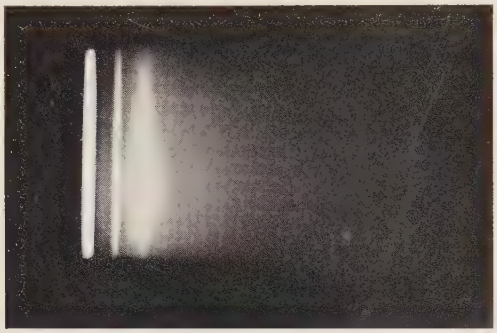
L'étude des aberrations introduites par le prisme magnétique sur un faisceau d'électrons a montré qu'elles sont d'autant plus importantes que l'angle d'ouverture du faisceau à l'intérieur du prisme est grand et que le rayon de courbure de la trajectoire moyenne est élevé. Pour un prisme choisi une diminution de l'ouverture du faisceau d'entrée apporte donc un gain en résolution lors du fonctionnement en analyseur de vitesses, mais elle a également pour effet de réduire le champ de l'image de sortie de l'objectif ce qui n'est pas toujours compatible avec le fonctionnement en filtre de vitesses. Remarquons également que le fait de choisir un faible rayon de courbure de la trajectoire moyenne du faisceau dans le prisme aurait un effet semblable, car une trop faible dispersion au niveau du cross-over de sortie du prisme rendrait difficile la sélection par deux lames mobiles d'une bande fine du spectre des pertes d'énergie des électrons. Il est donc nécessaire de choisir une ouverture et un rayon de courbure du faisceau dans le prisme qui soient compatibles avec les deux modes de fonctionnement de l'appareil.

La résolution obtenue a été de 1 électron-volt (soit $2\ 10^{-5}$ en valeur relative) pour une ouverture de faisceau de $1{,}5\ 10^{-3}$ radians dans l'entrefer, et de 1,5 électron-volt (soit $3\ 10^{-5}$ en valeur relative) pour une ouverture de $6\ 10^{-3}$ radians. Ces ouvertures correpondent respectivement à un champ objet de 0,4 μ et 1,7 μ. La dispersion (2 μ/V dans le plan du cross-over de sortie du prisme) est rigoureusement linéaire dans une bande de 100 eV ; de plus dans cette bande la résolution demeure constante. Pour la plupart

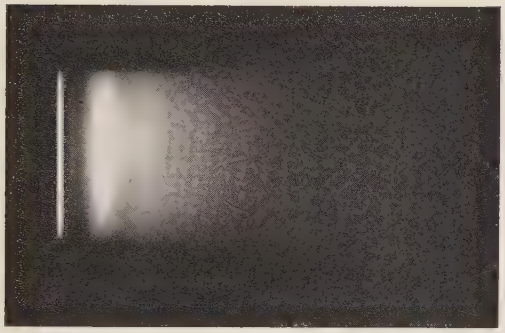
des échantillons observés l'appareil a révélé des pertes caractéristiques plus lointaines et plus nombreuses que celle qui avaient été signalées jusqu'à présent (fig. 16, 17, 18 et 19, tableau).

L'étalonnage des raies du spectre des pertes de vitesses peut être obtenu grâce à une batterie de piles qui permet d'appliquer sur le filament des tensions positives variables d'une façon discontinue, on obtient ainsi des raies d'étalonnage. Mais cette méthode nécessite un contrôle fréquent et rigoureux de la tension des piles c'est pourquoi elle a été appliquée uniquement pour l'étalonnage du spectre des pertes de l'aluminium ; puis ce sont alors les raies du spectre de l'aluminium qui ont servi à étalonner celles du spectre des pertes des autres préparations.

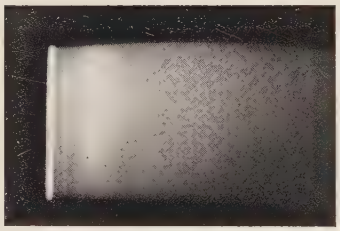
16



17



18



19

FIG. 16 à 19. — Spectres de pertes d'énergie.

16 : Aluminium, premières pertes ; 17 : Indium ; 18 : collodion ; 19 : Argent.

TABLEAU

Valeurs des pertes caractéristiques exprimées en électron-volts de quelques échantillons.

Aluminium	14,6 121	29,2 137	43,6 154	58,4 170	72	86,5	102
Magnésium	10,3	20,3	30,8	41,4	52,5		
Cuivre	3,4	6,9	11	19,25	26	44	
Indium	6,8	11,5	23,6	35,1			
Argent	3,9	8,25	18,5	25,2	34,4	47,2	55,5
	68,2	82,5					
Collodion	6,25	22,8	45,6				

Les différences parfois très grandes entre la luminosité des différentes raies du spectre entraînent des difficultés d'enregistrement photographique. En effet, la plaque photographique ne pouvant pas reprosuire de telles différences il est en général nécessaire pour un même spectre de réaliser des enregistrements avec des temps de pose différents selon la région du spectre que l'on désire reproduire le plus fidèlement.

II. 2. **Fonctionnement en filtre de vitesses.**

Lorsque l'on projette sur l'écran l'image virtuelle de sortie du prisme, même dans le cas où

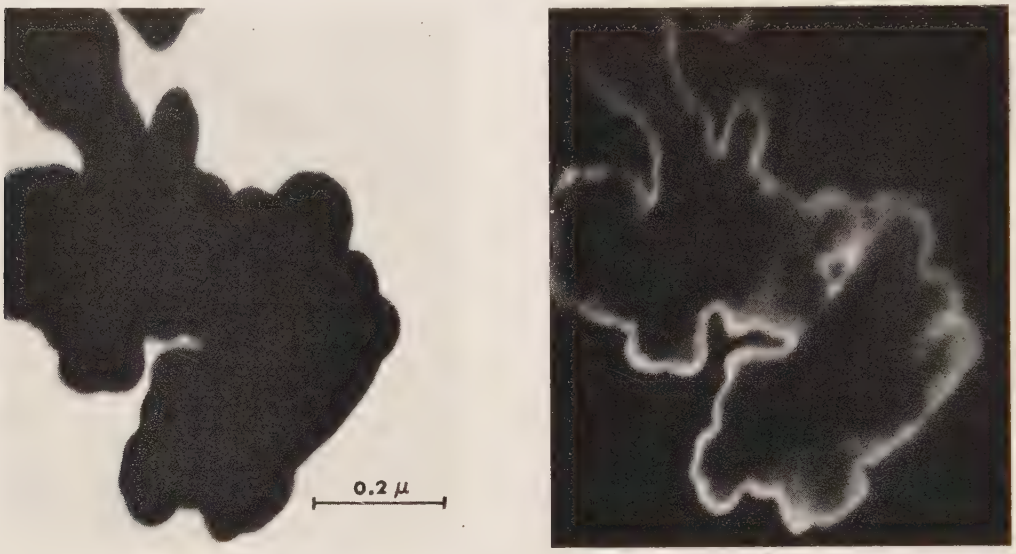


FIG. 20 et 21 — Noir de carbone.
20 : Image globale ; 29 : Image globale des pertes.

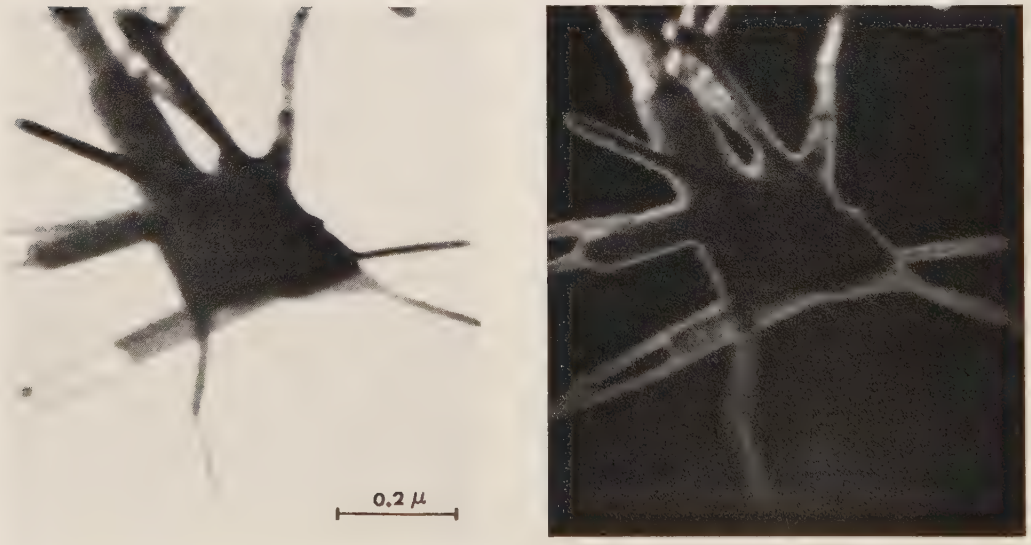


FIG. 22 et 23. Aluminium sur oxyde de Zinc.
22 : Image filtrée sans pertes ; 23 : Image filtrée (E = 14,6 ± 0,75 eV).

la bande d'énergie acceptée est très large (fente largement ouverte, bande d'énergie supérieure à 100 eV), la qualité de l'image reste comparable, pour un angle d'ouverture de l'objectif égal à 10^{-2} radians, à celle que l'on obtiendrait sans dispositif de filtrage, elle se dégrade au contraire considérablement dès que la mise au point s'écarte du plan achromatique. La fente étant refermée on peut oberver successivement, soit par modification de l'induction dans l'entrefer de l'électro-aimant soit par déplacement de la fente de filtrage, les images filtrées correspondant aux diverses pertes caractéristiques.

Les figures 20 et 21 reproduisent les images d'un même échantillon de carbone déposé sur une grille, la première obtenue à l'aide de tous les électrons et la seconde à l'aide de tous les électrons qui ont perdu de l'énergie.

Les figures 22 et 23 reproduisent les images filtrées du même échantillon d'oxyde de zinc recouvert d'aluminium, ces images sont respectivement obtenues avec les électrons qui n'ont pas subi de perte d'énergie et ceux qui ont subi la perte 14,6 eV caractéristique de l'aluminium.

Les images obtenues à l'aide des électrons qui n'ont pas perdu d'énergie à la traversée de l'objet se présentent sur fond clair avec un contraste plus élevé que celui des images ordinaires de la microscopie, la luminosité est sensiblement la même. Les images obtenues à partir de pertes caractéristiques se présentent sur un fond noir avec une luminosité proportionnelle à l'intensité de la perte utilisée, les temps de pose sont en moyenne 2 à 3 fois plus élevés que ceux des images ordinaires. Remarquons que les durées d'exposition nécessaires à leur enregistrement photographique demeurent en général inférieurs à 10 secondes ce qui demeure une valeur acceptable en microscopie électronique.

II. 3. **Difficultés d'utilisation.**

Les principales difficultés rencontrés lors du fonctionnement de l'appareil proviennent aussi bien des caractéristiques électriques et mécaniques du microscope utilisé que de celles du système dispersif que nous avons réalisé.

Le microscope R. C. A. utilisé fonctionne seulement pour une tension d'accélération des électrons de — 50 kV, il possède un pouvoir de résolution faible et de plus l'accès aux divers organes de la colonne est difficile. La colonne s'est révélée peu stable mécaniquement et surtout insuffisamment blindée contre les champs de fuite extérieurs. De plus il n'y a pas de possibilité de centrage depuis l'extérieur de la colonne des diaphragmes de condenseur et d'objectif.

Le système dispersif, composé du miroir dont les électrodes sont fixées sur un corps en plexiglass et du prisme placé dans un corps en laiton, s'est également révélé insuffisamment blindé contre les champs de fuite extérieurs et en particulier contre ceux des lentilles du microscope. Par ailleurs les possibilités de centrage sous vide sont insuffisantes, le diaphragme d'ouverture du faisceau à l'entrée de l'électro-aimant étant centré par construction.

En conséquence, le centrage de l'appareil, difficile et long à réaliser du fait de l'existence de diaphragmes fixes et d'un objectif double centré par construction, est détruit par les vibrations et les chocs mécaniques ou simplement par une modification de l'excitation de l'une quelconque des lentilles du microscope. Cependant malgré ces conditions de fonctionnement défavorables les résultats encourageants obtenus grâce à cet appareil nous ont conduits à une autre réalisation à partir d'un microscope de type récent.

Chapitre III

MONTAGE DÉFINITIF

Le montage définitif, réalisé par transformation d'un microscope O. P. L. 100 kV (Optique de Précision de Levallois), comprend outre le microscope lui-même : un objectif double, un double prisme magnétique, un miroir électrostatique et un système de lames de sélection des électrons d'énergie différente.

Ce nouveau montage a été réalisé en tenant compte des difficultés rencontrées lors de l'uti-

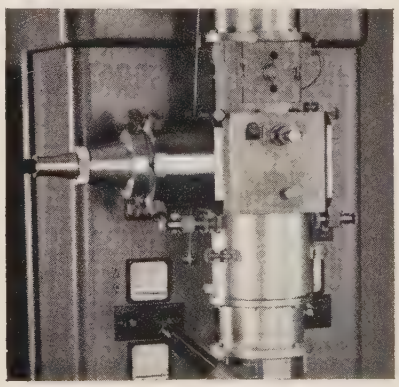


Fig. 24. — Montage expérimental.

lisation du montage expérimental sur le microscope R. C. A. En particulier le miroir et le prisme magnétique ont été soigneusement blindés contre les champs de fuite extérieurs et il a été prévu pour les divers éléments de la colonne des possibilités de centrage sous vide et une accessibilité immédiate sans démontage de la colonne (fig. 24).

I. — Description de l'appareil.

I.1. Microscope.

Le microscope électronique utilisé est un microscope O. P. L. (M. E. U. 2 B) pouvant fonctionner pour des tensions d'accélération des électrons de 50,75 et 100 kV. C'est un appareil à lentilles magnétiques dont la colonne, constituée par la superposition des différents éléments du microscope, comprend essentiellement un canon à électrons, un condensateur double, et un système optique à trois lentilles, objectif, lentille intermédiaire et lentille de projection. La division du corps de l'appareil en éléments standards indépendants et interchangeables a été réalisée pour permettre des modifications en vue d'applications particulières. En effet, le principe adopté pour la réalisation mécanique fait que chaque élément est disposé à l'intérieur d'une enceinte cylindrique en métal, et la colonne est obtenue par la superposition de plusieurs de ces pièces avec interposition d'un joint torique assurant l'étanchéité. Cet appareil permet d'adapter facilement un dispositif de filtrage de vitesses qui nécessite l'addition de deux étages supplémentaires : une lentille pour obtenir un objectif double et un système dispersif.

Les éléments d'origine de la colonne du microscope et leurs alimentations électriques n'ont subi aucune modification, seule l'excitation du projectif qui donnait un grandissement fixe a été rendue variable. La polarisation des électrodes du miroir électrostatique est fournie par le générateur haute tension du microscope et il a été nécessaire de prévoir dans le bloc isolant qui le contient une sortie supplémentaire. Un certain nombre de modifications électriques ont également été nécessaires pour supprimer le ronfle résiduel de la haute tension, elles se sont d'ailleurs révélées bénéfiques pour la résolution et le contaste donnés par le microscope O. P. L. en fonctionnement ordinaire.

Les deux étages supplémentaires ont été raccordés directement au système de pompage d'origine du microscope composé d'une pompe à palettes et d'une pompe à diffusion d'huile ; la possibilité d'addition d'une pompe à diffusion d'huile supplémentaire au niveau du miroir avait été prévue mais non utilisée, le vide de l'ordre de 10^{-3} mm Hg obtenu par le système de pompage d'origine du microscope s'est révélé en effet suffisant pour le fonctionnement de l'appareil.

La surélévation de la colonne du microscope due à l'introduction de deux étages supplémentaires est de 33,5 cm, elle n'a nécessité que des modifications peu importantes du bâti du microscope et des canalisations de pompage.

Une armoire haute tension, contenant le système de polarisation des électrodes du miroir électrostatique, introduit par ses dimensions assez importantes un encombrement supplémentaire.

I.2. Objectif double.

Dans le but d'obtenir une résolution convenable sur les spectres de pertes d'énergie au niveau du cross-over de sortie du prisme magnétique, le cross-over donné par l'objectif d'origine du microscope est réduit par une seconde lentille magnétique. L'ensemble de ces deux lentilles réalise un objectif double. La distance focale de l'objectif initial est $f_1 = 3{,}2$ mm ce qui donne pour un faisceau d'ouverture $\theta = 10^{-3}$ radians un cross-over de diamètre $d_1 = 2 f_1 \theta = 6{,}4$ microns, la seconde lentille de distance focale f_2 variable entre 15 et 25 mm est située à une distance $l = 160$ mm de la première, le cross-over de sortie a donc un diamètre $d_2 = 2 f_1 \theta \frac{f_2}{l}$, soit $0{,}6\ \mu < d_2 < 1\ \mu$. Le grandissement donné par les deux lentilles et par suite le champ objet correspondant à une ouverture α du faisceau dans l'entrefer du prisme peut être aisément déterminé. Considérons en effet, les deux lentilles L_1 ($f_1 = 3{,}2$ mm) et L_2 ($f_2 = 20$ mm) distantes de 160 mm. Le cross-over et l'image de sortie de l'objectif double doivent se trouver respectivement au niveau des points stigmatiques du prisme A_1 et A_2, le grandissement donné par la lentille L_2 est donc avec $\overline{A_1A_2} = 99{,}2$ cm :

$$\frac{H_2}{H_1} = \frac{99{,}2}{20} \simeq 5$$

et l'image intermédiaire H_1 est au niveau de I_1 tel que :

$$\frac{O_2I_1}{O_2A_2} = 5, \text{ c'est-à-dire } O_2I_1 = \frac{119{,}6}{5} \simeq 24 \text{ mm}$$

Le grandissement donné par L_1 est donc :

$\frac{H_1}{h} = \frac{132,8}{3,2} = 41,5$ et le grandissement total :

$\frac{H_2}{h} = 41,5 \times 5 = 207,5$

A une demi-ouverture α du faisceau de sortie de l'objectif double correspond en A_2 un champ image circulaire de diamètre :

$d_{image} = 2\,\alpha\,A_1A_2 = 200\,\alpha$ mm

(α est exprimé en radians)

à ce champ image correspond un champ objet de diamètre : $d_{objet} = \frac{d_{image}}{207,5} \simeq \alpha$ mm

On constate qu'à une bonne résolution sur le spectre des pertes d'énergie (α faible) correspond un champ objet de faible dimension, par exemple à une ouverture $\alpha = 2\ 10^{-3}$ radians du faisceau dans l'entrefer du prisme correspond un champ objet de diamètre égal à 2 microns, mais à une ouverture $\alpha = 0,5\ 10^{-3}$ le diamètre du champ objet se réduit à 0,5 microns.

La seconde lentille magnétique est une lentille intermédiaire d'un ancien type de microscope O. P. L. ; l'ensemble de la lentille, pièces polaires et bobinage, placé sous vide est centrable par rapport à l'objectif initial et au prisme magnétique. De plus une enceinte en fer doux l'isole magnétiquement des champs de fuite extérieurs.

La correction des défauts d'astigmatisme sur l'image est obtenue par un stigmateur électrostatique associé à l'objectif initial du microscope.

I.3. **Miroir électrostatique.**

Le problème le plus important qui se posait pour la réalisation d'un miroir électrostatique fonctionnant pour une tension de polarisation des électrodes voisine de 100 kV semblait être celui de la tenue en tension. Ce problème a été résolu en adoptant une isolation électrique et une disposition mécanique semblables à celles du canon du microscope : pour cela il a suffit de remplacer dans une tête de canon de microscope O. P. L. le filament de tungstène par une cathode plane (fig. 25). Les deux électrodes cathode et wehnelt, solidaires entre elles, sont mobiles sous vide et sous tension dans un plan parallèle à la première face de sortie du prisme magnétique. Ce mouvement est obtenu par déplacement, à l'aide de quatre vis fixées sur des boutons moletés, de l'ensemble du miroir. L'anode a un déplacement sous vide indépendant de celui des deux autres électrodes.

Les polarisations de la cathode et du Wehnelt, qui fixent l'emplacement du sommet et du centre du miroir, sont fournies par la haute tension du microscope, deux batteries de piles permettent l'ajustement et le réglage fin de cette tension.

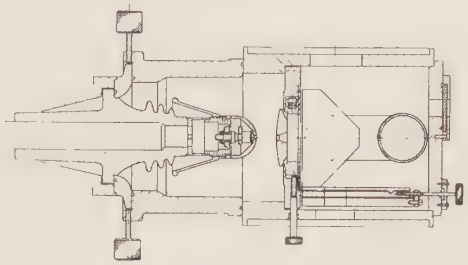


FIG. 25. — Schéma du dispositif prisme-miroir.

Les électrodes en acier inoxydable soigneusement polies sont fixées sur un isolateur en porcelaine. Le blindage contre les champs de fuite extérieurs est obtenu par une enceinte en fer doux. Malgré le vide peu élevé, de l'ordre de 10^{-3} mm Hg, régnant au niveau du miroir la tenue en tension à — 100 kV s'est révélée être aussi bonne que celle du canon du microscope.

I.4. **Prisme magnétique.**

Les valeurs adoptées pour la construction du prisme magnétique lors de la première réalisation expérimentale pour les électrons accélérés par une tension de — 50 kV (le rayon de courbure a de la trajectoire moyenne étant égal à 2 cm avec $\frac{\zeta_1}{a} = -2$) ne conviennent plus pour une réalisation dans laquelle cette tension est de — 100 kV. En effet, avec ces valeurs et pour la disposition adoptée le sommet du miroir doit être disposé à une distance $\zeta_1' = 27$ mm de la face de sortie du prisme et il est impossible de disposer dans un tel espace un miroir électrostatique à 3 électrodes dont la tenue en tension soit de 100 kV. De plus, pour éviter au maxium les perturbations apportées à l'action du prisme sur le faisceau par les champs de fuite extérieurs, il s'est révélé utile d'éloigner les faces d'entrée et de sortie du prisme des pièces polaires des lentilles les plus proches. Pour ces raisons la valeur du rayon de la trajectoire moyenne des électrons dans le prisme a été choisie égale à 4 cm et celle

de la distance du point objet réel stigmatique A_1 à la face d'entrée du prisme à 8 cm, c'est-à-dire $\zeta_1/a = -2$. De ces valeurs on déduit :

$$\zeta_1 = -8 \text{ cm} ; \quad \zeta'_1 = 5{,}36 \text{ cm} ;$$
$$\zeta_2 = 1{,}92 \text{ cm} ; \quad \zeta'_2 = -4{,}90 \text{ cm}$$
$$tg\varepsilon = 0{,}843, \text{ c'est-à-dire } \varepsilon = 40°6'.$$

Le cross-over image obtenu après la première traversée du prisme se trouvera donc à une distance du prisme égale à 5,36 cm, cet espace est suffisant pour disposer un miroir dont la cathode et le wehnelt seront portés à une tension voisine de 100 kV.

Pour des tensions d'accélération des électrons de 50, 75 et 100 kV les valeurs de la dispersion au niveau du cross-over de sortie du prisme sont respectivement égales à 4, 2,7 et 2 microns par volt.

Du fait qu'un champ de fuite déborde largement à l'extérieur de l'entrefer de l'aimant, les conditions réelles de stigmatisme ne coïncident pas rigoureusement avec les conditions théoriques. Aussi de même que pour la réalisation expérimentale, l'électro-aimant a-t-il été construit en tenant compte des résultats des mesures de Septier (1958) concernant la composante radiale du champ de fuite lorsque le rayon de courbure est égal à 4 cm ; l'angle d'inclinaison ε des faces polaires a été fixé à 45° et les conditions réelles de stigmatisme sont obtenues par déplacement du point objet réel A_1, c'est-à-dire par déplacement du cross-over de sortie de l'objectif double (ce résultat est obtenu en modifiant l'excitation de la seconde lentille de l'objectif double).

Cette étude expérimentale a été faite à l'aide d'un dispositif permettant l'exploration du faisceau après la première traversée de l'électro-aimant. Les résultats obtenus montrent que les conditions de stigmatisme sont réalisées pour une valeur ε réel = 45° et $a = 4$ cm avec $\zeta_1 = -8$ cm et $\zeta'_1 = 5$ cm, c'est-à-dire $\frac{\zeta_1}{a} = -2$ et $\frac{\zeta'_1}{a} = 1{,}25$.

Il est à remarquer que ces valeurs expérimentales sont plus proches des valeurs théoriques données par la théorie de Cotte que celles obtenues lors de la première étude expérimentale ; cela est dû au fait que le rapport entre la valeur de l'entrefer e et le rayon de courbure R de la trajectoire moyenne des électrons est plus faible ($e/R = 2/40$) que celui du montage expérimental ($e/R = 2/20$), par ailleurs les champs de fuite au niveau des faces d'entrée et de sortie du prisme se sont trouvés beaucoup moins perturbés par les champs magnétiques parasites grâce aux blindages disposés autour de l'électro-aimant.

Le prisme magnétique se présente sous la forme d'un électro-aimant en fer Armco (fig. 26), l'entrefer a une largeur de 2 mm. Le problème du blindage contre les champs parasites a été résolu en plaçant l'ensemble de l'électro-aimant, pièces polaires et bobinage, sous vide dans une

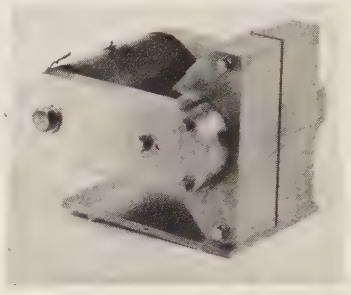


Fig. 26. — Prisme magnétique.

enceinte en fer doux. L'ensemble est bridé sur un plateau mobile dans deux directions perpendiculaires, les mouvements de ce plateau parallèlement et perpendiculairement à l'axe du miroir sont obtenus depuis l'extérieur de la colonne à l'aide de vis fixées sur des boutons moletés. Le rayon de courbure des trajectoires électroniques étant de 4 cm pour des électrons d'énergie 50,75 ou 100 kV, l'induction a créer dans l'entrefer est de l'ordre de 190, 230 ou 265 gauss ce qui nécessite pour un entrefer de 2 mm un nombre d'ampères-tours d'excitation égale à 30,37 ou 42,5 ampère-tours.

La bobine de l'électro-aimant devant être placée sous vide est imprégnée sous vide et pression à l'araldite, elle comporte 5 000 spires en fil de 13/100 de mm, bobinées autour d'un noyau en araldite. Sa résistance totale étant de 1 000 ohms les données précédentes indiquent que la puissance à dissiper sera au maximum de l'ordre de 0,5 watts, la valeur de son diamètre extérieur étant égale à 5 cm, même placée sous vide son échauffement sera insignifiant. Son alimentation est assurée par une tension variable stabilisée à 10^{-5} en intensité.

L'ouverture du faisceau à l'entrée de l'entrefer de l'électro-aimant est limitée par deux diaphragmes interchangeables et mobiles portés par un équipage avec vis de commande extérieures (porte-diaphragmes O. P. L.).

I.5. Fente de sélection des énergies.

La fente de sélection des électrons d'énergie choisie pour la formation de l'image lors du fonctionnement de l'appareil en filtre de vitesses est réalisée à l'aide de deux lames parallèles mobiles indépendamment l'une de l'autre. Chacune est mobile dans un plan vertical parallèle à l'axe du faisceau et dans un plan horizontal parallèlement à la direction de la dispersion. Le déplacement vertical permet de situer les lames au niveau du spectre des pertes d'énergie des électrons et le déplacement horizontal permet alors la sélection des électrons dont les énergies sont choisies pour la formation de l'image. Ces lames de platine sont fixées à l'extrémité de porte-diaphragmes du type O. P. L. ; elles sont escamotées lors du fonctionnement en analyseur de vitesses.

II. — Réglages optiques de l'appareil.

Lors de l'utilisation de l'appareil en filtre de vitesses la plupart des opérations de réglage sont identiques à celles d'un microscope électronique ordinaire, sauf en ce qui concerne l'alignement du microscope. En effet, si les opérations telles que réglage du canon, centrage des diaphragmes des différentes lentilles, réglage du stigmateur et mise au point de l'image sur l'écran d'observation ne diffèrent en rien de celles d'un microscope électronique, par contre, dans l'alignement du filtre de vitesses, c'est-à-dire dans le « centrage en voltage » intervient une difficulté due à la double déflexion du faiseau au niveau du système dispersif : l'axe du faisceau n'est plus voisin de l'axe de la colonne du microscope.

La méthode d'alignement que nous avons utilisée comporte deux opérations distinctes : un centrage en tension le faisceau n'étant pas déflecté, puis après déflexion un centrage du prisme et du miroir. La seconde opération consiste d'abord à exciter l'électro-aimant de telle sorte que l'axe du faisceau de sortie du prisme coïncide avec l'axe déterminé lors de la première opération ; pour cela on doit constater que la tache lumineuse observée subit seulement une dilatation autour du centre de l'écran d'observation lorsque varie l'excitation de la lentille intermédiaire ou de la lentille de projection. La cathode du miroir est alors polarisée de telle sorte que le contour de cette tache soit circulaire, c'est-à-dire qu'il n'y ait pas d'astigmatisme sur le cross-over de sortie du prisme. La mise au point sur l'image de sortie du prisme est ensuite obtenue à l'aide de la lentille intermédiaire qui précède le projectif. Le wehnelt du miroir est alors polarisé de telle sorte que la focale chromatique se place au niveau de l'image de sortie du prisme, c'est-à-dire que les images correspondant aux électrons d'énergie différente soient confondues. Cette dernière opération peut être facilitée par l'introduction d'un ronfle alternatif sur la tension d'accélération des électrons, l'excitation convenable du wehnelt du miroir coïncide alors avec la disparition du flou sur l'image d'un objet opaque. Si tous ces réglages ont été menés correctement l'on doit constater que la traversée du prisme n'a pas introduit d'astigmatisme important sur l'image.

Cette méthode d'alignement demeure évidemment valable lors du fonctionnement en analyseur de vitesses qui ne diffère du fonctionnement en filtre de vitesses que par l'excitation différente de la lentille intermédiaire.

Un écran d'observation intermédiaire, disposé à l'entrée du prisme, facilite ces opérations ; mais dans le cas d'un appareil décentré au départ, l'opération complète de centrage peut nécessiter un temps relativement long, de l'ordre de plusieurs dizaines de minutes, même pour un manipulateur expérimenté.

III. — Résultats.

III.1. Fonctionnement en analyseur de vitesses.

La résolution en énergie sur les spectres de pertes de vitesses donnée par l'appareil fonctionnant en analyseur de vitesses à 75 kV est de 1 électron-volt et 1,5 électron-volt pour des ouvertures du faiseau dans l'entrefer de l'aimant égales respectivement à $0{,}5\ 10^{-3}$ et $1{,}5\ 10^{-3}$ radians, soit en valeur relative une résolution de $1{,}3\ 10^{-5}$ et $2\ 10^{-5}$. Cette résolution se révèle à ouvertures égales inférieure à celle obtenue par l'appareil expérimental ; cela est dû au diamètre plus grand du cross-over de sortie de l'objectif double (0,8 microns au lieu de 0,25) et aux aberrations plus importantes introduites par le système dispersif. En effet l'étude des aberrations au niveau du cross-over image a montré que les aberrations d'ouverture donnent d'un cross-over objet ponctuel une tache dont l'étalement dans la direction de la dispersion est de l'ordre de $20{,}6\ R\alpha^2$, soit $41\ \alpha^2$ cm pour le prisme du montage expérimental ($R = 2$ cm) et $82\ \alpha^2$ cm pour le prisme du montage définitif ($R = 4$ cm). Ce-

pendant la résolution limite c'est-à-dire la résolution obtenue pour de faibles ouvertures du faisceau dans l'entrefer de l'aimant est dans les deux montages de l'ordre de l'électron-volt, et cela quelle que soit la tension d'accélération des électrons ; ce résultat s'explique par le fait que la résolution limite est surtout fixée par la dispersion en énergie des électrons issus du filament et celle-ci demeure sensiblement la même quelle que soit la tension d'accélération des électrons ; cette dispersion est en effet due à l'existence du spectre de pertes de vitesses des électrons issus du filament de tungstène et au ronfle résiduel de la haute tension.

Cependant cette perte de résolution, due à des nécessités de construction mécanique, entraîne peu d'inconvénients pour la formation des images filtrées du moins dans le cas de préparations constituées par un seul composé ; en effet, les pertes discrètes des spectres d'énergie d'un composé ont en général des valeurs multiples de plusieurs électron-volts et une résolution en énergie de valeur inférieure à 2 eV est suffisante pour que les lames de délection puissent les séparer.

De même que dans le montage expérimental, la dispersion, qui est égale à 2,7 microns par volt à — 75 kV est linéaire dans un domaine de 100 eV ; de plus, dans cette bande d'énergie, la résolution demeure constante.

Dans le but d'observer des spectres de raies nous avons introduit, lors du fonctionnement en analyseur de vitesses, un léger astigmatisme sur le cross-over de sortie du prisme et projeté la focale radiale sur l'écran d'observation. L'étalonnage des raies des différents spectres est obtenu par comparaison avec celles connues du spectre de l'aluminium ; la construction du générateur haute tension du microscope O. P. L. rend en effet impossible, sans modifications importantes, l'introduction de tensions variables de référence sur la tension du filament.

Les difficultés d'enregistrement photographique qui peuvent apparaître lorsque des différences de luminosité très grandes existent entre les différentes raies des spectres de vitesses sont illustrées par les figures 27 et 28 qui représentent respectivement le spectre des pertes d'énergie du magnésium enregistré dans les mêmes conditions ($\alpha = 2.10^{-3}$ radians) mais avec des durées d'exposition variant du simple au double : la nécessité d'utiliser des durées d'exposition suffisantes pour que les dernières pertes de faible luminosité impressionnent la plaque photographique entraîne une surexposition pour les premières raies de forte luminosité, qui se traduit sur l'image du spectre par une perte de résolution.

Pour une tension d'accélération des électrons de — 100 kV des variations brusques et fréquentes de tension dues à des microclaquages dans le générateur haute tension du microscope, rendent difficile l'enregistrement photographique

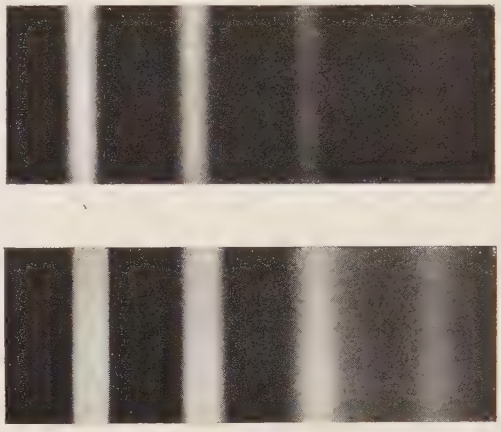


Fig. 27 et 28.
Spectre des pertes d'énergie dans l'aluminium.

de spectres de pertes d'énergie ; cependant les images de spectres observées sur l'écran fluorescent montrent une résolution en énergie identique à celle obtenue à — 75 kV. La résolution limite est donc dans ce cas égale à 10^{-5} en valeur relative.

Remarquons que le nouveau système dispersif que nous avons utilisé permet, grâce à sa commodité d'utilisation, l'observation des pertes d'énergie des électrons diffusés ou diffractés même dans de très grands angles, et cela sans aucune modification mécanique de l'appareil. Ce type d'observation est possible simplement en donnant au diaphragme d'objectif une ouverture appropriée ; nous en donnerons quelques exemples dans le chapitre suivant.

III.2. **Fonctionnement en filtre de vitesses.**

Lorsque l'on projette sur l'écran d'observation l'image de sortie du prisme située au niveau du point stigmatique et achromatique A_2'', les lames de sélection étant escamotées, l'appareil donne une image semblable à celle que l'on obtient en microscopie ordinaire : tous les électrons qui ont traversé l'objet concourent alors à la formation de l'image. Nous dirons que nous obtenons une « image globale ».

Par contre, lorsque la fente de sélection est placée au niveau du spectre des pertes d'énergie des électrons issus de l'objet, elle délimite une bande de pertes d'énergie de largeur $2\,\Delta E$ eV et de valeur moyenne $\underline{E}$ eV. Si δ est la valeur de la dispersion du prisme exprimée en microns par électron-volt et d la largeur en microns de la fente de sélection ΔE a pour valeur $\frac{\delta . d}{2}$ électron-volt. La valeur moyenne E est déterminée par la position de la fente par rapport au spectre des pertes d'énergie. La tension d'accélération des électrons étant donnée par ailleurs, l'image ainsi obtenue sera dite « image filtrée à $E \pm \Delta E$ électrons-volts ».

Dans le cas où seuls les électrons qui n'ont pas perdu d'énergie à la traversée de l'objet concourent à la formation de l'image filtrée, l'on obtient une image filtrée à $0 \pm \Delta E$ électrons-volts (« image filtrée sans pertes ») elle apparaît en sombre sur fond clair. Dans les autres cas l'image apparaîtra en clair sur fond noir (« image filtrée avec pertes »).

De plus, l'image obtenue lorsque tous les électrons qui ont perdu de l'énergie à la traversée de l'objet concourent à la formation de l'image, sera dite « image globale des pertes ».

Remarquons que la « finesse de filtrage », c'est-à-dire la plus petite valeur de ΔE que l'on puisse espérer obtenir pour la formation d'une image, est limitée non seulement par la largeur minimum d de la fente de sélection utilisée mais utilisée mais aussi par la résolution en énergie obtenue sur le spectre des pertes de vitesses. En effet la structure du bord des deux lames métalliques parallèles indépendantes ne peut permettre de réaliser une fente dont la largeur soit inférieure à un micron. Dans le cas d'une dispersion égale à 2,7 microns par électron-volt il semblerait donc qu'il soit possible de filtrer une image à :

$$E \pm \frac{1}{2 \times 2{,}7} = E \pm 0{,}185 \text{ électron-volt.}$$

Mais si la résolution en énergie est par exemple égale à 1,5 électron-volt, la bande d'énergie même la plus fine sélectionnée par les lames contiendra des électrons dont les pertes d'énergie ont des valeurs comprises entre $E + 0{,}75$ électrons-volts et $E - 0{,}75$ électron-volt.

La « limite de filtrage » c'est-à-dire la plus petite dispersion d'énergie que l'on peut utiliser pour la formation d'une image filtrée est donc égale à la résolution en énergie obtenue sur les spectres de pertes de vitesses. Rappelons que pour un appareil donné cette résolution est fonction de l'angle d'ouverture du faisceau dans l'entrefer du prisme, le filtrage est donc d'autant meilleur que le champ image délimité par le diaphragme d'entrée du prisme est plus faible.

Des bandes fines d'énergie du spectre ne peuvent en général donner des images filtrées suffisamment lumineuses que si elles comportent une perte discrète. Plusieurs méthodes peuvent alors être utilisées pour sélectionner les électrons dont l'énergie est située dans la bande choisie du spectre de pertes de vitesses :

— Le déplacement de la fente dans la direction de la dispersion laisse passer pour la formation de l'image les électrons d'une bande d'énergie de largeur constante qui parcourt progressivement tout le spectre.

— Une modification de l'excitation de l'électro-aimant, ou de la tension d'accélération des électrons, fait défiler le spectre des pertes d'énergie sur la fente de sélection maintenue immobile et qui ne laisse passer que les électrons compris dans la bande qui la recouvre.

Dans tous les cas on observe sur l'écran l'apparition successive des images filtrées correspondant aux diverses pertes d'énergie des électrons. Dans la première méthode (fente mobile) la trajectoire moyenne des électrons qui concourent à la formation des diverses images filtrées n'est la même ni à l'intérieur ni à la sortie du système dispersif. Par contre, dans la seconde méthode

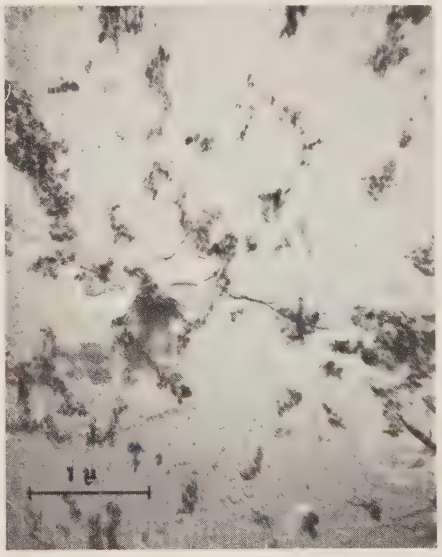


FIG. 29. — Aluminium déposé sur du noir de carbone. Image globale.

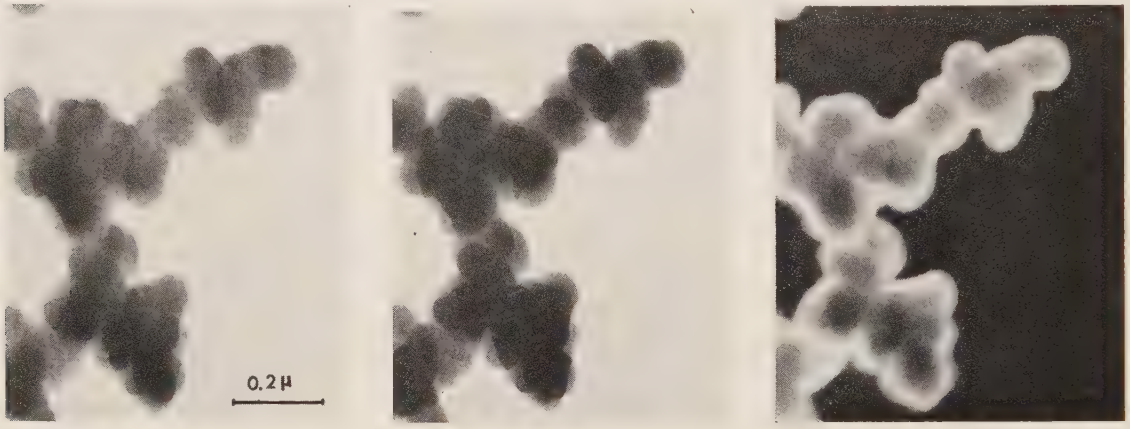
(déplacement du spectre) ces trajectoires sont rigoureusement les mêmes.

La figure 29 reproduit l'image globale d'une couche mince d'aluminium (épaisseur 250 Å) déposée par évaporation sur du noir de carbone. L'ouverture du faisceau dans l'entrefer du prisme est égale à 10^{-2} radians ; la tension d'accélération des électrons est de 100 kV.

Les figures 30, 31, 32 et 33 reproduisent les images globales ou filtrées de divers échantillons. L'ouverture du faisceau dans l'entrefer du prisme est égale à $1{,}5\ 10^{-3}$ radian, il lui correspond une résolution sur les spectres de pertes d'énergie de 1,5 électron-volt, et un champ objet de 1,4 micron pour une tension d'accélération des électrons de 75 kV et 1 micron pour une tension de 100 kV.

Figures 30 *a*, 30 *b* et 30 *c*. Noir de carbone déposé sur grille. Tension d'accélération — 75 kV. La figure *a* représente l'image globale, la figure *b* l'image filtrée à $0 \pm 0{,}75$ eV et la figure *c* l'image filtrée à $22{,}6 \pm 0{,}75$ eV.

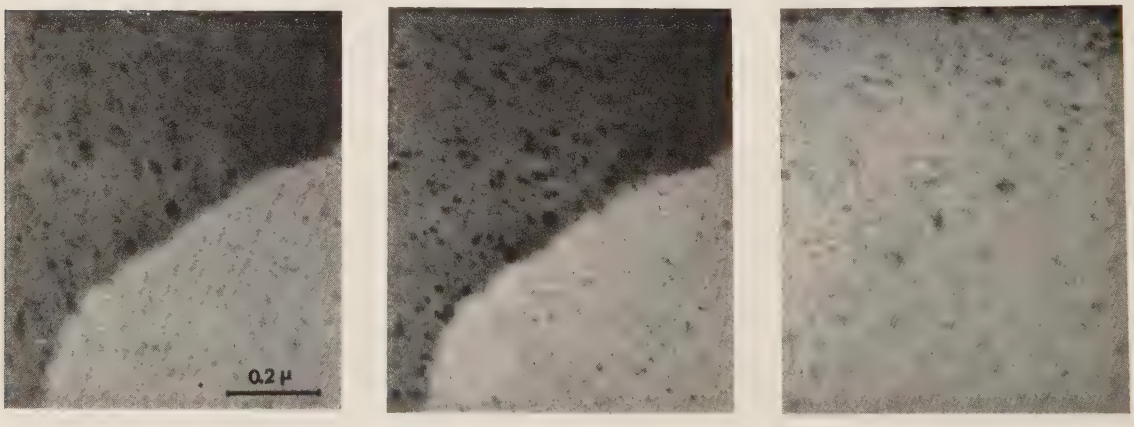
Figures 31 *a*, 31 *b* et 31 *c*. Images de la même région d'une couche mince d'aluminium d'épaisseur 300 Å obtenue par évaporation sous vide sur gel gemme. Tension d'accélération — 75 kV.



a *b* *c*

Fig. 30 *a*, 30 *b* et 30 *c*. — Noir de carbone.

30 *a* : Image globale ; 30 *b* : Image filtrée sans pertes ; 30 *c* : Image filtrée E = 5,9 ± 0,75 eV.



a *b* *c*

Fig. 31 *a*, 31 *b* et 31 *c*. — Aluminium évaporé.

31 *a* : Image globale ; 31 *b* : Image filtrée sans pertes ; 31 *c* : Image filtrée E = 14,6 ± 0,75 eV.

La figure *a* représente l'image globale, la figure *b* l'image filtrée à 0 ± 0,75 eV et la figure *c* l'image filtrée à 14,6 ± 0,75 eV.

Figures 32 *a* et 32 *b*. Membrane de collodion d'épaisseur 400 Å. Tension d'accélération — 75 kV. La figure *a* représente l'image filtrée à 0 ± 0,75 eV et la figure *b* l'image filtrée à 22,8 ± 0,75 eV.

Figures 33 *a* et 33 *b*. Carbone déposé sur collodion. Tension d'accélération 75 kV. La figure *a* représente l'image filtrée à 0 ± 0,75 eV et la figure *b* l'image globale des pertes.

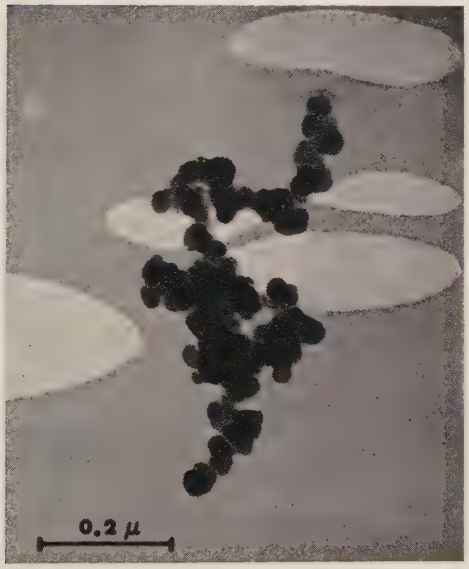
Les difficultés que nous avions rencontrées pour l'enregistrement de spectres de pertes d'énergie, lorsque la tension d'accélération des électrons est égale à — 100 kV, sont moindres

a

b

FIG. 32 *a*, et 32 *b*. — Membrane de collodion.
32 *a* : Image filtrée sans pertes ; 32 *b* : Image filtrée E = 22,8 ± 0,75 eV

a



b

FIG. 33 *a* et 33 *b*. — Noir de carbone déposé sur collodion.
33 *a* : Image filtrée sans pertes ; 33 *b* : Image globale des pertes.

pour l'enregistrement des images ; du fait que la mise au point a lieu sur le plan achromatique, une variation brusque de la tension d'accélération des électrons due à des microclaquages pertube peu l'image dans la mesure où cette variation de tension n'est pas supérieure à 100 volts, seule la finesse du filtrage, difficile alors à évaluer, s'en trouve diminuée.

De ces différentes images on peut tirer les conclusions générales suivantes :

— Les images filtrées sans pertes, c'est-à-dire les images obtenues à partir des électrons qui n'ont pas perdu d'énergie à la traversée de l'échantillon, présentent une résolution comparable à celle des images obtenues en microscopie électronique ordinaire, mais le contraste est évidemment meilleur.

— Les images globales, c'est-à-dire les images obtenues à l'aide de tous les électrons qui ont traversé l'échantillon, présentent, surtout lorsque les pertes sont importantes (échantillons épais), une résolutilon et une qualité moindre. Cela est dû pour une part aux aberrations chromatiques supplémentaires introduites par le système dispersif ; l'étude détaillée de ces aberrations n'a pas été abordée jusqu'à présent.

— Les images filtrées à $E \pm 0{,}75$ eV, c'est-à-dire les images formées par les électrons qui ont subi une perte d'énergie E à la traversée de l'objet, ne présentent ni une résolution ni même parfois un contraste comparables à celui des images filtrées sans pertes et cela bien que les trajectoires électroniques soient identiques et la bande d'énergie choisie de même largeur.

L'appareil utilisé dans notre laboratoire se présente sous un aspect et un encombrement peu différents de ceux d'un microscope électronique ordinaire ; cet encombrement pourrait d'ailleurs être réduit en adoptant un générateur haute-tension à deux sorties indépendantes, entièrement logé dans le châssis du microscope. Les éléments mécaniques et électriques doivent présenter les mêmes caractéristiques de précision et de stabilité que celles d'un microscope électronique de type usuel.

La principale différence réside dans l'utilisation qui se révèle plus délicate dans le cas du filtre de vitesses du fait que la trajectoire moyenne du faisceau d'électrons n'est plus rectiligne ; les électrons subissent en effet une double déflexion et, même en l'absence de champs de fuite importants, un centrage correct des éléments de la colonne nécessite des manipulations plus longues et plus délicates.

Remarquons également qu'aussi bien dans le fonctionnement en analyseur de vitesses qu'en filtre de vitesses une stabilité très grande et un filtrage soigneux de la tension fournie par le générateur haute-tension du microscope sont nécessaires ; cela ne semble pas être toujours réalisé dans les microsciopes électroniques commerciaux, surtout lorsque cette tension est élevée.

Chapitre IV

DOMAINES D'APPLICATION

Un des intérêts que présente l'appareil réside dans le fait qu'il peut, sans aucune modification mécanique, fonctionner alternativement en analyseur et en filtre de vitesses, et donner ainsi successivement, de la même région de l'objet examiné, le spectre des pertes d'énergie et les images filtrées correspondant aux diverses pertes. Des analyseurs de types variés existent actuellement en grand nombre ; aussi l'appareil réalisé dans notre laboratoire a-t-il été essentiellement conçu pour fonctionner en filtre de vitesses. Cependant, le système dispersif utilisé étant d'un type nouveau, nous avons étudié les possibilités pratiques de l'appareil non seulement dans son fonctionnement en filtre de vitesses mais aussi dans son fonctionnement indépendant en analyseur de vitesses, et indiqué alors les modifications qu'il serait utile de lui apporter pour améliorer les résultats obtenus dans quelques études particulières.

I. — Étude des pertes d'énergie des électrons a travers la matière.

Depuis la découverte du phénomène par Ruthemann (1941), une quantité notable de renseignements a été recueillie sur les pertes caractéristiques de nombreux corps. Les recherches menées jusqu'à présent sur ces pertes portent sur leur valeur, leur intensité, et leur répartition en énergie et intensité en fonction de la distribution angulaire des électrons issus de l'objet. Les résultats donnés dans ce paragraphe montrent que l'appareil utilisé permet, sans aucune modification, d'entreprendre ces divers types d'études. Une étude quantitative des intensités nécessiterait cependant l'utilisation d'un système d'enregistrement plus précis que les plaques photographiques.

I.1. Étude des pertes d'énergie caractéristiques des électrons à travers la matière.

L'appareil est surtout conçu pour fonctionner en filtre de vitesses, aussi ne nous sommes-nous pas attachés à rechercher la résolution limite que l'on peut espérer obtenir lors du fonctionnement en analyseur de vitesses ; les résultats obtenus ont simplement montré que la résolution atteinte est comparable à celle des analyseurs utilisant des systèmes dispersifs différents mais fonctionnant dans les mêmes conditions. Le système dispersif le plus utilisé actuellement est constitué par une lentille de Möllenstedt, la résolution obtenue avec ce système est de l'ordre de un électron-volt lorsque la préparation est éclairée comme dans notre cas par un faisceau d'électrons issus d'un filament de tungstène.

gnésium est de l'ordre de un électron-volt, mais les écarts entre les raies peuvent être pointés à quelques dixièmes d'électron-volt.

En ce qui concerne le nombre, la valeur et les intensités des raies des spectres de pertes d'énergie, les résultats obtenus par différents auteurs pour un même échantillon à l'aide d'analyseurs de types variés, sont souvent assez discordants. Ces désaccords peuvent parfois s'expliquer par les caractéristiques de l'analyseur lui-même ; par exemple une résolution trop mauvaise ne permet pas de séparer deux pertes voisines, de même une luminosité insuffisante peut ne pas permettre de déceler les raies de faible intensité. Il semble cependant que l'état de surface de l'échantillon soit le plus souvent responsable des différences constatées. Nous avons ainsi observé que la contamination des échantillons modifie l'aspect du spectre initial des pertes d'énergie en faisant apparaître des pertes discrètes supplémentaires de

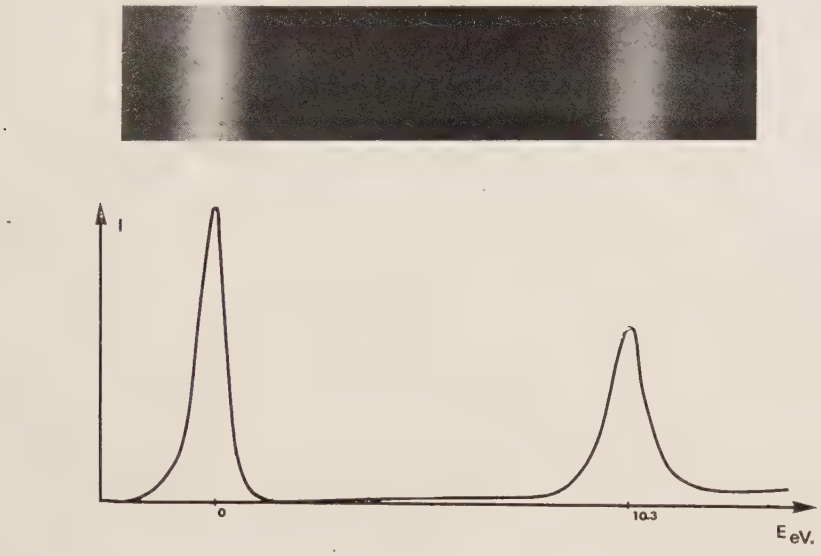


Fig. 34 et 35. — Première perte magnésium.

Remarquons que même lorsque la résolution en énergie est faible, c'est-à-dire lorsque les raies du spectre des pertes de vitesses sont larges, celles-ci peuvent être pointées en leur centre avec une grande précision ; c'est ce qui permet de donner les valeurs des pertes discrètes d'énergie avec une précision de un ou deux dixièmes d'électron-volt bien que la résolution en énergie ne soit dans notre cas jamais inférieure à un électron-volt. Les figures 34 et 35 illustrent ce résultat, la résolution sur ce spectre des pertes d'énergie du ma-

faible valeur et une augmentation considérable de l'intensité des pertes continues ; pour une forte contamination les pertes lointaines ne sont plus discernables dans le fond continu du spectre. De même l'oxydation superficielle des échantillons métalliques semble responsable de l'apparition de pertes discrètes et continues supplémentaires. Ainsi dans le cas de l'aluminium les pertes indiquées ont pour valeur selon les auteurs, soit des multiples de 7 et 15 eV, soit seulement de 15 eV. Nous avons observé que le spectre d'un

échantillon d'aluminium aminci électrolytiquement (fig. 36) présente les pertes multiples de 7 et 15 eV, mais par contre celui d'un échantillon aminci par bombardement aux ions argon (fig. 37) ne présente plus que les pertes multiples de 15 eV.

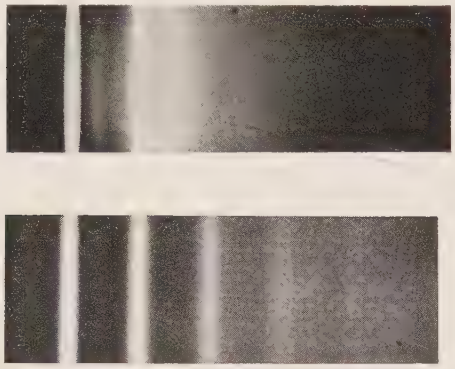


FIG. 36 et 37. — Spectre des pertes de l'aluminium.

36 : Aluminium aminci électrolytiquement ; 37 : Aluminium aminci par bombardement ionique.

Il apparaît donc dans ce cas que les pertes caractéristiques multiples de 7 eV doivent être attribuées à la présence d'un film d'alumine qui recouvre la surface de l'échantillon aminci électrolytiquement, cette couche étant détruite par le bombardement ionique.

Il semble qu'actuellement des progrès dans l'étude des pertes d'énergie des électrons à travers la matière puissant être obtenus, non seulement par une amélioration des qualités des analyseurs de vitesses utilisés, mais surtout par une amélioration de la technique de préparation et d'observation des échantillons étudiés : préparation dans le corps de l'analyseur lui-même par dépôt sous vide et observation dans un ultravide ou mieux encore, décapage continuel par bombardement ionique durant l'observation.

I.2. **Étude des pertes d'énergie des électrons de faisceaux diffractés.**

L'appareil que nous avons réalisé ne permet pas d'obtenir des images filtrées de diagrammes de diffraction, mais il peut cependant permettre l'étude des pertes d'énergie des électrons dans les faisceaux diffractés. En effet, lorsque l'on escamote le diaphragme d'objectif, la figure de diffraction qui se forme dans le cas d'un objet cristallin au foyer de cette lentille se retrouve au niveau du cross-over de sortie du système dispersif et peut alors être projetée sur l'écran d'observation. Dans le faisceau transmis et dans chaque faisceau diffracté une partie des électrons a subi des pertes de vitesses et chaque tache de l'image du diagramme se présente sous l'aspect d'un spectre de pertes d'énergie.

L'étude d'un tel diagramme est en général peu commode car les différents spectres qui le composent se recouvrent les uns les autres ; cette difficulté disparaît toutefois si le nombre de faisceaux diffractés admis dans l'ouverture de l'objectif est faible et les taches disposées sur une ligne perpendiculaire à la direction de la dispersion. Ce résultat peut être obtenu, soit en disposant au niveau du foyer de l'objectif une fente qui limite le diagramme de diffraction à une ligne perpendiculaire à la direction de la dispersion, soit en limitant le diagramme à l'aide d'une ouverture circulaire puis, après avoir introduit sur le cross-over de sortie du prisme un certain astigmatisme, en projetant la focale radiale sur l'écran d'observation.

Nous avons utilisé cette seconde méthode et la figure 38 donne l'image des spectres de perte d'énergie des électrons des taches (200) (000) et (020) du diagramme de diffraction d'une couche d'or d'orientation (100). Ces images montrent que la valeur des pertes est la même pour les électrons du faisceau transmis et des faisceaux diffractés ; la valeur des pertes ne dépend donc pas de l'angle de diffraction. Bien qu'aucune étude quantitative précise n'ait été entreprise, on observe cependant que la proportion des élec-

FIG. 38. — Spectres des pertes d'énergie sur des taches de diffraction.

trons qui ont subi une perte d'énergie donnée est sensiblement la même pour tous les faisceaux. L'intérêt de l'appareil dans ce cas réside dans la possibilité d'enregistrer simultanément les spectres des diverses taches d'un diagramme de diffraction ; ainsi est évitée toute erreur qui pourrait être due à une évolution de l'état de l'échantillon (contamination ou oxydation, par exemple) entre des enregistrements successifs.

I.3. Étude de la distribution angulaire des pertes d'énergie des électrons diffusés.

La théorie collective, édifiée par Bohm et Pines du comportement des électrons dans les plasmas que constituent les électrons libres et les ions du métal conduit à une loi de dispersion $\omega = f(\theta)$ pour les électrons diffusés dans un angle θ après avoir perdu de l'énergie dans un plasma de fréquence propre $f = \frac{\omega}{2\pi}$. Watanabe (1956) en utilisant un analyseur de vitesses réalisé à l'aide d'une lentille de Möllenstedt a pu observer que la distribution angulaire de certaines pertes caractéristiques était conforme pour un certain nombre de métaux à la loi donnée par Bohm et Pines. Ce résultat expérimental présente un grand intérêt car il constitue une vérification directe de la théorie collective du comportement des électrons dans les plasmas. Cependant ni Leonhard ni plus tard Marton, Simpson et Mc Craw (1956) ne purent dans des conditions semblables à celles de Watanabe observer le même phénomène.

Nous avons repris cette étude dans le cas du magnésium dont le spectre présente des pertes caractéristiques multiples de 10 électron-volts. Le diaphragme d'objectif est largement ouvert de façon à utiliser pour la formation du spectre des électrons diffusés dans un grand angle à la sortie de l'échantillon. Pour déterminer avec précision la valeur de l'angle d'ouverture sur le spectre des pertes d'énergie il est nécessaire de supprimer l'astigmatisme au niveau du cross-over de sortie du prisme, c'est-à-dire de former un spectre de points. Cependant l'image du diagramme de diffraction de l'objet risque dans ce cas, à cause de son étendue, de perturber l'aspect du spectre de pertes d'énergie du faisceau transmis, aussi un très léger astigmatisme est maintenu sur le cross-over de sortie du prisme et l'image du diagramme de diffraction au niveau de la focale radiale se réduit alors à une droite.

L'image obtenue en projetant la focale radiale sur l'écran d'observation (fig. 39) est la superposition du spectre des électrons du faisceau transmis et de celui beaucoup moins intense des électrons des faisceaux diffractés. On observe l'aspect d'arc de parabole qui caractérise chaque perte discrète du faisceau transmis ; cela confirme les

FIG. 39. — Spectre des pertes d'énergie du magnésium.

résultats obtenus par Watanabe : les électrons qui ont perdu de l'énergie à la traversée d'un objet sont diffusés dans un angle plus grand que celui des électrons qui n'ont pas perdu d'énergie, de plus la valeur des pertes est fonction de cet angle.

Cependant ce phénomène ne peut être observé que si l'intensité du faisceau est très forte ou la durée d'exposition élevée, dans le cas contraire la plaque photographique ne révèle que la partie centrale de l'arc de parabole comme sur l'image de la figure 38. Cette différence très grande d'intensité entre les faisceaux diffusés dans des angles de faible ouverture et ceux diffusés dans des angles importants peut expliquer le fait que les images de spectres enregistrées par la plupart des auteurs ne révèlent pas ce phénomène. Remarquons que la durée d'exposition très élevée nécessaire pour l'enregistrement de telles images se traduit sur le spectre des pertes d'énergie par une résolution médiocre.

L'image de la figure 39 montre également que le spectre des pertes d'énergie des électrons des faisceaux diffractés est composé de raies rectilignes, les pertes ont donc bien la même valeur

quel que soit l'angle de diffraction du faisceau. A chaque perte du faisceau diffracté devrait correspondre sur le spectre un arc de parabole semblable à celui qui caractérise les pertes du faisceau transmis ; toutefois l'intensité du faisceau diffracté étant très faible, seul le centre de ces arcs est révélé par la plaque photographique.

La loi de dispersion donnée par Bohm et Pines peut se réduire en première approximation à :

$$\frac{\Delta E - \Delta E_o}{2E} = a\,\theta^2$$

ΔE étant la valeur de la perte d'énergie des électrons diffusés dans un angle θ, ΔE_o cette valeur pour $\theta = 0$ et E l'énergie initiale des électrons avant la traversée de l'objet. Dans le cas du magnésium la valeur théorique de a est égale à 0,44. Les résultats expérimentaux peu précis que nous obtenons conduisent à une valeur ΔE pour la permière perte de l'ordre de 16 électrons-volts pour $\theta = 10^{-2}$ radians et une tension d'accélération des électrons de 75 000 volts ; ΔE_o étant égal à 10,2 électrons-volts la valeur expérimentale est donc voisine de 0,4. Cette valeur est plus proche de la valeur théorique ($a = 0{,}44$) que celle, égale à 0,6, obtenue par Watanabe pour une tension d'accélération des électrons de 35 kV.

L'introduction au niveau du foyer de l'objectif d'une fente orientée perpendiculairement au plan de dispersion permettrait d'améliorer la qualité de ce type d'image et ainsi de procéder à une confrontation plus précise des résultats expérimentaux avec les données théoriques de la loi de dispersion.

II. — Formation des images filtrées.

Les images obtenues par Boersch (1953) à l'aide d'un filtre de vitesses « passe-haut » apparaissent, comme les images de la microscopie électronique ordinaire, en sombre sur fond clair ; elles n'en diffèrent que par un contraste meilleur. Par contre lorsque des électrons qui ont perdu une certaine énergie concourent à la formation de l'image, celle-ci apparaît lumineuse sur fond noir. Des images de ce type ont été obtenues par Watanabe et Uyeda (1962), mais les difficultés d'enregistrement par balayage de la plaque photographique entraînent une perte de qualité et de résolution importante.

Les difficultés d'utilisation des filtres de vitesses employés jusqu'à présent et les résultats moyens obtenus n'ont permis encore que peu d'applications en microscopie électronique. Les résultats donnés dans ce paragraphe indiquent les possibilités d'applications pratiques que peut recevoir un filtre passe-bande d'utilisation commode et fournissant des images de bonne qualité.

II.1. Influence des aberrations chromatiques sur les images de la microscopie électronique.

Les images filtrées se différencient essentiellement des images de la microscopie électronique ordinaire par le fait que les aberrations chromatiques n'y interviennent que pour une part d'autant plus faible que la bande de filtrage est plus fine. La connaissance de l'influence de ces aberrations sur la résolution et le contraste permettra de connaître les progrès que l'on peut espérer obtenir sur la qualité des images filtrées.

A. — Images en fond clair filtrées.

L'aberration chromatique qui entache les images obtenues en microscopie électronique résulte du fait que la marche des électrons dans une lentille dépend de leur énergie ; en supposant l'aberration chromatique de rotation corrigée les électrons issus d'un point objet n'ayant pas tous la même vitesse, ils iront passer dans le plan image de Gauss non par un point image mais par une petite tache. Le rayon de cette tache appelé « rayon du cercle d'aberration chromatique » ramené au plan objet a pour valeur :

$$\rho_c = K_c\,\alpha\,f\,\frac{\varepsilon}{\varphi_o} = K_c\,\alpha\,f\,\frac{\Delta V}{V}$$

Dans cette équation α est l'angle d'ouverture du faisceau, f la distance focale de l'objectif φ_o l'énergie des électrons incidents et $\varepsilon = e\,\Delta V$ la perte d'énergie subie par les électrons. Dans le cas de l'objectif du microscope O. P. L. l'on a :

$$K_c = 1 \text{ et } f = 3{,}2 \text{ mm}$$

ce qui conduit pour l'ouverture optimum $\alpha = 4.10^{-3}$ radians et $\varphi_o = 75\,000$ eV. à la valeur $\varphi_{c\,\text{angstroms}} = 1{,}75\ \Delta V_{\text{volts}}$.

Ce résultat n'est valable que si l'on se place dans les conditions les plus défavorables, c'est-à-dire lorsque le faisceau diffusé par un point objet couvre entièrement l'ouverture du diaphragme d'objectif.

Si l'on admet alors que l'ensemble des aberrations géométriques donnent d'un point objet une

tache image dont le rayon ramené à l'objet est de l'ordre de $\rho_g = 10$ angströms, en suivant Von Ardenne on peut considérer que le pouvoir séparateur pratique exprime en angströms est donné par : $\rho_{pratique} = \sqrt{\rho_g^2 + \rho_c^2}$ c'est-à-dire dans notre cas : $\rho_{pratique} = \sqrt{100 + 3\,\Delta V^2}$ (V étant exprimé en volts et ρ en angströms).

Ce pouvoir séparateur pratique étant défini comme la largeur à mi-hauteur de la courbe en cloche qui donne la répartition des intensités de la tache image. On englobe alors dans les causes de dispersion des vitesses : le spectre des vitesses initiales des électrons issus du filament, les fluctuations de la tension d'accélération et le spectre d'interaction avec l'objet. Remarquons immédiatement qu'il est courant d'observer des pertes d'énergie supérieures à 50 eV ce qui conduirait donc à une résolution pratique de l'ordre de 90 Angströms, il est bien évident que la résolution réelle est bien meilleure à ce que semblerait indiquer ce résultat. Cela est dû au fait que la formule donnant la résolution pratique ne tient compte, ni du rapport du nombre des électrons qui ont perdu de l'énergie à celui des électrons qui ont été diffusés élastiquement, ni du caractère continu ou discret de ces pertes, c'est-à-dire de l'aspect du spectre des pertes d'énergie des électrons.

Dans le cas d'un spectre continu et d'intensité sensiblement uniforme dans une certaine bande, tel que par exemple celui qui correspond aux fluctuations de la haute tension d'accélération des électrons, chaque bande d'intensité δI et d'énergie δ ($e\,\Delta V$) donnera une tache de rayon : $\rho_c = 1{,}75\,[\delta\,(\Delta V)]^2$ de densité moyenne de courant électronique : $\dfrac{\delta I}{4\pi\rho^2}$. L'ensemble des taches d'aberrations donnera une tache image dont la courbe de répartition des intensités aura l'aspect d'une courbe en cloche très large. La largeur de la mi-hauteur de cette courbe, c'est-à-dire le pouvoir séparateur est alors donné par :

$$\rho = \sqrt{100 + 3\left(\frac{\Delta V_m}{2}\right)^2},$$

V_m étant la largeur totale exprimée en volts du spectre continu. Par exemple dans le cas d'une tension de 75 kV stabilisée à 10^{-4}, c'est-à-dire pouvant subir une variation de 7,5 volts pendant la durée d'enregistrement d'une image, le pouvoir séparateur pratique sera égal à 14 angströms, soit une perte de résolution due aux aberrations chromatiques de 4 angströms. Une illustration de ce type de perte de résolution est donnée par le fait que le pouvoir séparateur du microscope O. P. L. en microscopie ordinaire a pu être abaissé de 9 à 6 angströms simplement par la suppression d'un ronfle résiduel de l'ordre de 3 volts au niveau du filament. L'apparition d'un fond continu intense et étendu sur le spectre des pertes d'énergie d'un échantillon contaminé peut ainsi expliquer la diminution de pouvoir séparateur toujours constatée sur l'image.

Dans le cas d'un spectre discontinu de pertes d'énergie, tel que celui dû aux interactions des électrons avec l'objet, la tache d'aberration totale se présente elle-même avec des discontinuités d'intensité. Considérons par exemple le cas de l'aluminium dont le spectre des pertes d'énergie présente des discontinuités dont la valeur est voisine de 15 eV. Supposons d'abord que ce spectre soit composé de deux raies de même intensité correspondant aux pertes 0 eV et 15 eV. La tache image est alors la somme de deux taches dont les rayons ont pour valeur 10 Å et $\sqrt{100 + 3\,(15)^2} = 28$ Å. Le rapport des rayons étant de l'ordre de 3, les hauteurs des courbes de répartition d'intensité seront dans un rapport de 9 environ. La largeur à mi-hauteur de cette courbe sera donc égale à celle de la courbe correspondant à la seule tache de rayon égal à 10 Å. Dans ce cas il n'y a donc pas de perte de résolution sur l'image mais seulement perte de contraste. Dans le cas général où le spectre présente plusieurs pertes discrètes d'énergie ce résultat demeure valable sauf si la valeur des pertes est faible, de l'ordre de quelques électron-volts, et si le nombre d'électrons qui les ont subies est plus élevé que celui des électrons diffusés élastiquement. Or les résultats obtenus par les analyseurs de vitesse montrent que la valeur des pertes discrètes intenses n'est qu'exceptionnellement inférieure à 10 eV et que sauf dans le cas d'objets très épais leur intensité n'égale généralement pas celle de la « perte » 0 eV.

En résumé, ce sont surtout les aberrations chromatiques dues à la dispersion des vitesses des électrons du faisceau d'illumination qui entraînent une perte de résolution sur les images. Les pertes d'énergie des électrons à la traversée de l'objet d'entraînent généralement qu'une perte de contraste d'autant plus importante que ces pertes sont nombreuses. Remarquons cependant que la perte de contraste peut faire disparaître des détails qui ne sont plus alors discernables par rapport au fond continu de l'image.

Dans le microscope que nous avons utilisé la dispersion en énergie du faisceau initial a été

ramenée à une valeur inférieure à un électron-volt, son utilisation en filtre de vitesses ne pourra donc en général améliorer la résolution sur les images tant que la bande de filtrage sera égale ou supérieure à 1 eV. Dans notre cas, la bande de filtrage étant au mieux égale à 1 eV, l'on ne doit s'attendre qu'à une amélioration du contraste des images.

Les résultats obtenus montrent que les images filtrées à $0 \pm 0{,}75$ électron-volt, c'est-à-dire les images obtenues lorsque seuls les électrons qui n'ont pas perdu d'énergie participent à sa formation présentent une résolution comparable à celle que fournit le microscope en fonctionnement normal et dans les mêmes conditions. Mais par contre les images filtrées à $E \pm 0{,}75$ électron-volt formées à l'aide des électrons qui ont perdu de l'énergie présentent toujours une résolution nettement inférieure. Cette différence ne peut être expliquée ni par l'influence des aberrations géométriques puisque les trajectoires des électrons sont les mêmes dans les deux cas, ni par les aberrations chromatiques puisque la largeur de la bande de filtrage utilisée est la même. Ce phénomène ne peut non plus être attribué à l'accroissement des aberrations d'ouverture dû au fait que les électrons qui ont perdu de l'énergie sont diffusés dans des angles de plus grande ouverture. En effet le rayon du cercle de confusion due aux aberrations de sphéricité a pour valeur : $\rho_s = C_s \alpha^3$ avec $C_s = 3$ mm dans notre cas et si l'on considère que le faisceau issu d'un point objet a une ouverture suffisante pour recouvrir entièrement le diaphragme d'objectif, la valeur de ρ_s ne sera que de l'ordre de 2 angströms pour l'ouverture optimum $\alpha = 4.10^{-3}$ radians. La différence des temps d'exposition nécessaire pour l'enregistrement photographique ne peut non plus donner l'explication du phénomène car il s'observe même lorsque les durées d'exposition sont les mêmes.

B. — *Images en fond noir filtrées.*

L'amélioration du contraste des images d'objets cristallins peut être obtenue par la méthode d'observation dite en « fond noir » (ou « champ sombre ») soit en transposant en optique électronique l'expérience de l'ultramicroscope de Cotton et Mouton (le faisceau d'éclairage est alors un faisceau creux), soit en formant l'image d'un objet uniquement à l'aide des électrons qui ont subi la réflexion sélective de Bragg. Dans cette dernière méthode d'observation, il s'agit de ne laisser passer à travers l'objectif du microscope que le faisceau correspondant à la réflexion choisie ; on peut alors incliner le faisceau d'illumination et alors l'ensemble des aberrations données par l'objectif demeurent les mêmes que lors du fonctionnement en fond clair, soit décentrer le diaphragme d'objectif ce qui accroît la valeur des aberrations géométriques mais non celle des aberrations chromatiques dans le cas où les pertes d'énergie des électrons sont discrètes. En effet, deux faisceaux de même ouverture α, l'axe de l'un étant confondu avec l'axe de l'objectif, et celui de l'autre écarté d'un angle β, donnent pour une même perte discrète d'énergie des taches d'aberration chromatique de même rayon $\rho_c = C_c\, a \dfrac{\Delta V}{V}$ mais de centres respectivement confondu avec l'image de Gauss et écarté d'une distance $d = C_c \dfrac{\Delta V}{V} \beta$. Cependant les images obtenues en microscopie électronique ordinaire par la méthode du fond noir présentent en général une résolution inférieure à celle de ces mêmes images obtenues en fond clair. Ce résultat est attribué aux aberrations chromatiques dont l'effet en fond noir serait plus important du fait que les pertes d'énergie concerneraient une proportion d'électrons plus élevée dans un faisceau diffracté que dans un faisceau direct (1956). Les images en champ sombre filtrées que nous avons obtenues montrent une résolution au moins aussi bonne que celle des images obtenues en champ clair

Fig. 40. — Couche d'or monocristalline. Image en fond noir filtrée sans pertes.

avec une bande de filtrage de même largeur. Les images filtrées des figures 40, 41 *a* et 41 *b* représentent des macles et des défauts d'empilement dans une couche d'or monocristalline d'orientation (001) ; elles sont obtenues simplement par décentrage du diaphragme d'objectif (de diamètre égal à 30 μ). La figure 40 représente une image filtrée à 0 ± 0,75 eV donnée par deux faisceaux diffractés et les figures 41 *a* et 41 *b*, les images d'une même région, filtrées à 0 ± 0,75 eV et 16 ± 0,75 eV, données par un seul faisceau diffracté (la tension d'accélération des électrons est de — 75 000 volts). Ces résultats montrent donc que ce sont les aberrations chromatiques qui sont responsables de la perte de résolution des images ordinaires en champ sombre. Mais par ailleurs l'utilisation de l'appreil en analyseur de vitesses a montré que la proportion des électrons qui ont subi des pertes à la traversée d'une couche d'or (fig. 38) est sensiblement la même pour le faisceau direct et les faisceaux diffractés ; les aberrations chromatiques devraient donc avoir la même influence que l'observation ait lieu en champ clair ou en champ sombre.

On ne peut alors expliquer la perte de qualité apparente d'une image non filtrée en champ sombre que par le gain en contraste lui-même qui est obtenu dans ce cas. En effet, en champ sombre des taches d'aberrations chromatiques qui entourent l'image d'un point objet ne présentent pas le même contraste par rapport au fond continu que celui qu'elles présentent en fond clair. Si l'on considère deux parties contiguës de l'image, au point de vue photométrique chacune sera caractérisée par une valeur de la densité superficielle du courant électrique qui bombarde l'écran ou la plaque. C'est la différence entre les valeurs de la densité de courant qui engendrera une différence entre les valeurs de la brillance de l'écran fluorescent ou du noircissement de la plaque photographique. Or l'œil qui observe l'écran fluorescent ne percevra une différence d'aspect entre ces régions que si les brillances sont assez différentes, de même la plaque photographique ne reproduira ces différents aspects, que si les noircissements sont assez différents. Dans les conditions ordinaires la plaque n'est guère plus efficace que l'œil associé à un écran fluorescent, et l'on admet qu'il faut pour que l'observateur puisse mettre au point correctement en regardant la limite des deux zones considérées que les densités électroniques diffèrent d'au moins 5 pour cent. Les images obtenues en champ clair se présentent avec des parties sombres sur un fond lumineux et les taches dues aux aberrations chromatiques ne présenteront généralement pas, par rapport à ce fond, un contraste supérieur à 5 pour cent, elles ne s'en dis-

a

b

FIG. 41 *a* et 41 *b*. — Couche d'or monocristalline.

41 *a* : Image en fond noir filtrée sans pertes ; 41 *b* : Image en fond noir filtrée E = 16,0 ± 0,75 eV.

tingueront pas et leur ensemble donnera seulement un « lavage » de l'image. Par contre, en champ sombre ce rapport demeurera très élevé, même pour des taches formées par des électrons qui ont subi une perte d'énergie importante, puisque la densité de courant électronique du fond continu est pratiquement nulle ; les taches d'aberration chromatique demeureront donc visibles sur l'écran fluorescent ou la plaque photographique. Ce phénomène est facilement mis en évidence en microscopie ordinaire : un décentrage du diaphragme d'objectif montre que l'image obtenue en champ sombre est composée de plusieurs images d'intensités différentes ; mais toutes très contrastées, décalées, les unes par rapport aux autres ; chacune de ces images correspond aux différentes raies du spectre des pertes d'énergie ; si les pertes continues sont intenses on observe des traînées lumineuses qui s'écartent de l'image formée à l'aide des électrons qui n'ont pas perdu d'énergie. Dans les mêmes conditions des phénomènes identiques ne s'observent jamais en champ clair.

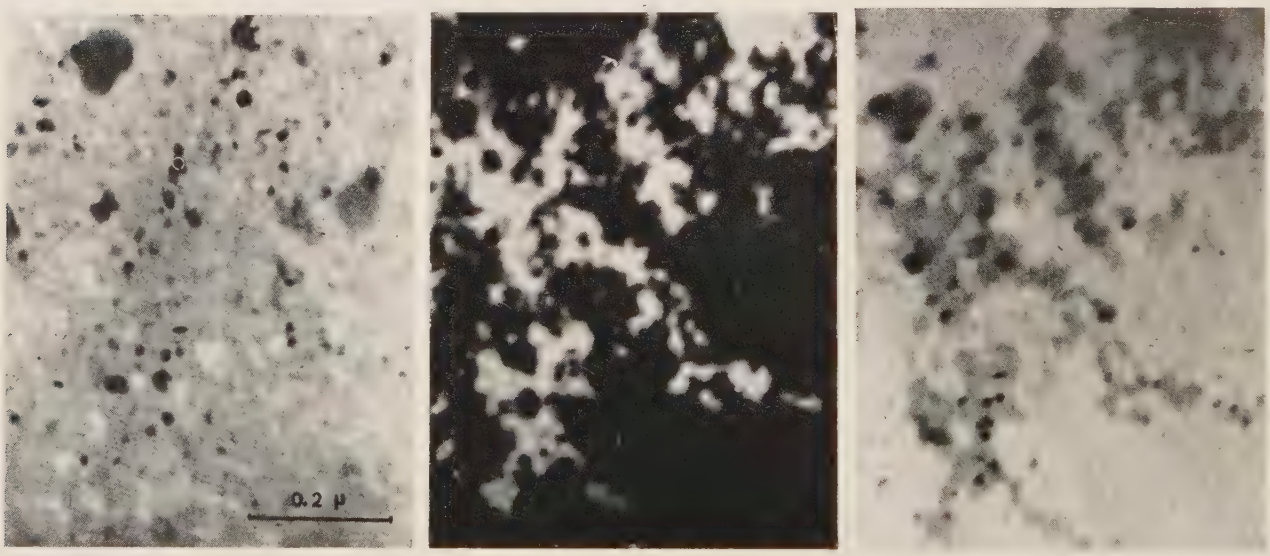
Remarquons que de même qu'en champ clair les figures 41 *a* et 41 *b* montrent que les images en fond noir filtrées avec pertes présentent une résolution inférieure à celle des images en fond noir filtrées sans pertes.

II.2. **Contraste des images filtrées.**

A) *Amélioration du contraste par filtrage passe-bande.*

Le filtrage passe-bande des images, c'est-à-dire la formation des images à l'aide d'électrons dont la perte d'énergie est située dans une bande choisie du spectre des pertes d'énergie, joint au fait que tous les composés présentent un spectre de pertes discrètes caractéristique, entraîne la possibilité d'analyse d'un échantillon comprenant plusieurs composés. La formation d'une image à l'aide des seuls électrons dont la perte d'énergie est caractéristique d'un composé donnera sa distribution dans l'échantillon.

Par exemple le spectre des pertes de l'aluminium présente une première perte caractéristique intense et fine à 14,6 électrons-volts et celui de l'alumine une première perte fine d'intensité moyenne à 6,7 électrons-volts et une seconde très large à 21,4 électrons-volts. Les figures 42 *a*, 42 *b* et 42 *c* reproduisent les images filtrées d'une même région d'un échantillon obtenu par oxydation partielle d'une couche mince d'aluminium, ces images sont respectivement obtenues à l'aide des électrons d'énergie 0 ± 0,75 eV, 6,7 ± 0,75 eV



a *b* *c*

FIG. 42 *a*, 42 *b*, et 42 *c*. — Aluminium partiellement oxydé.

42 *a* : Image filtrée sans pertes ; 42 *b* : Image filtrée E = 6,7 ± 0,75 eV ; 42 *c* : Image filtrée E = 14,6 ± 0,75 eV.

(perte dans l'alumine) et 14,6 eV (perte dans l'aluminium). La première ne révèle que la présence d'une couche mince continue, la seconde fait apparaître avec un fort contraste la présence de l'alumine et la dernière révèle surtout la présence de la couche d'aluminium situé entre les régions oxydées.

Le contraste plus ou moins important obtenu sur ce type d'images de pertes est dû au degré de contamination de l'échantillon. Cette contamination fait apparaître sur le spectre des pertes d'énergie un fond continu plus ou moins intense et l'image filtrée comprend en plus de la perte caractéristique choisie la bande correspondante du fond continu commune à tous les composés.

Les difficultés d'une analyse de ce type sont dues parfois comme dans l'exemple précédent à l'existence sur le spectre de pertes d'énergie d'un fond continu intense mais surtout au fait que les raies de composés différents sont en partie confondues ou trop voisines pour que les lames de sélection puissent les séparer totalement. Cela se produit surtout lorsque ces raies sont très larges et qu'elles recouvrent alors une bande du spectre de plusieurs électrons-volts, or de telles pertes se rencontrent dans la plupart des spectres de perte d'énergie.

Le filtrage passe-bande permet donc d'accroître sur les images le contraste d'un composé choisi plus qu'il ne donne la possibilité d'une analyse de la distribution de ce composé dans l'échantillon observé.

B. — *Contrastes des images d'échantillons cristallins.*

Certains types de contraste obtenus sur les images de la microscopie électronique tels que contours d'extinction, franges d'égale épaisseur, etc. peuvent être expliqués par la diffraction de Bragg ; l'application de la théorie dynamique de la diffraction à l'étude de ces phénomènes donne alors les résultats qui concordent le mieux avec les mesures expérimentales. Cependant cette théorie néglige totalement la part due dans ces contrastes aux électrons du faisceau qui ont perdu de l'énergie à la traversée du cristal. Si la part due à ces électrons est en effet négligeable dans le cas d'échantillons trés minces, elle peut par contre devenir prépondérante dans le cas d'échantillons épais, et l'accord entre la théorie et les résultats expérimentaux n'est alors valable que si le contraste étudié est le même sur les images filtrées sans pertes et celles filtrées avec pertes.

Kamiya et Uyeda (1961) ont observé qu'il y avait similitude entre le contraste des images obtenues en fond clair et celui des images qu'ils appellent « special dark field images » obtenues en disposant un très petit diaphragme au proche voisinage de la tache centrale du diagramme

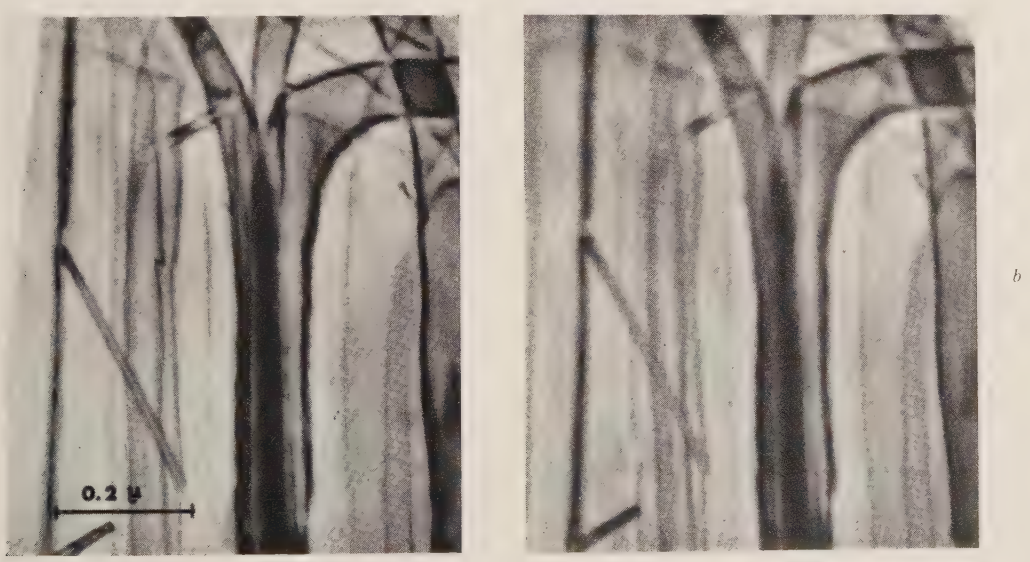


FIG. 43 *a* et 43 *b*. — Contours d'extinction.

43 *a* : Image filtrée sans pertes ; 43 *b* : Image filtrée E = 16,0 ± 0,75 eV.

de diffraction donné au foyer de l'objectif. Par contre, cette similitude de contraste n'apparaît plus lorsque le diaphragme est écarté de la tache centrale. Ces auteurs concluent alors que l'intensité de la partie cohérente de l'onde transmise décroît avec l'angle de diffusion.

Les résultats que nous avons obtenus montrent que les images filtrées présentent toujours les mêmes contrastes de diffraction quelle que soit l'énergie des électrons utilisés.

— Contours d'extinction.

Les figures 43 *a* et 43 *b* représentent les images filtrées de contours d'extinction obtenues sur une couche mince d'or d'orientation (100). La figure 43 *a* reproduit l'image filtrée sans perte

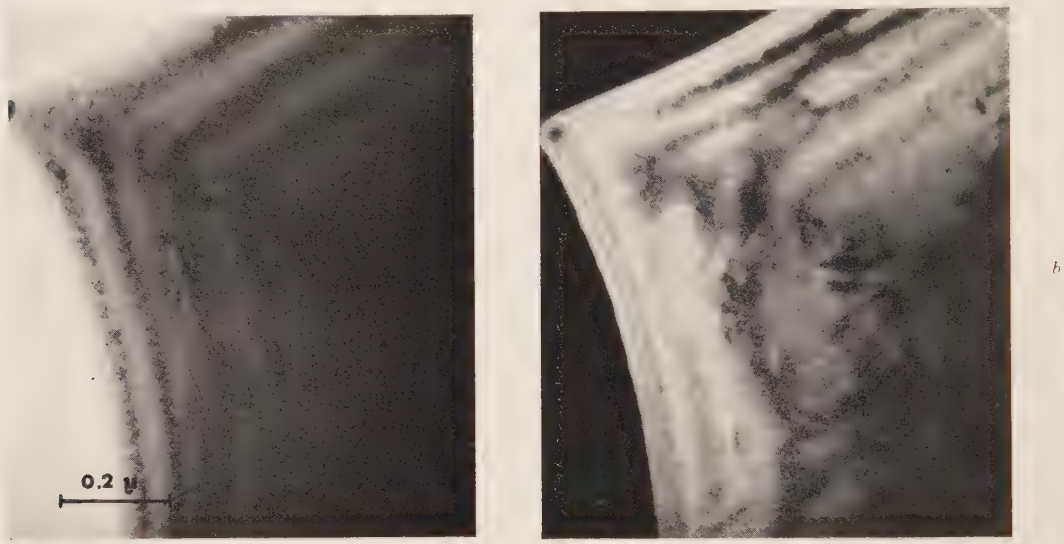


FIG. 44 *a* et 44 *b*. — Aluminium-cuivre. Franges d'égale épaisseur

44 *a* : Image filtrée sans pertes ; 44 *b* : Image filtrée E = 14,6 ± 0,75 eV.

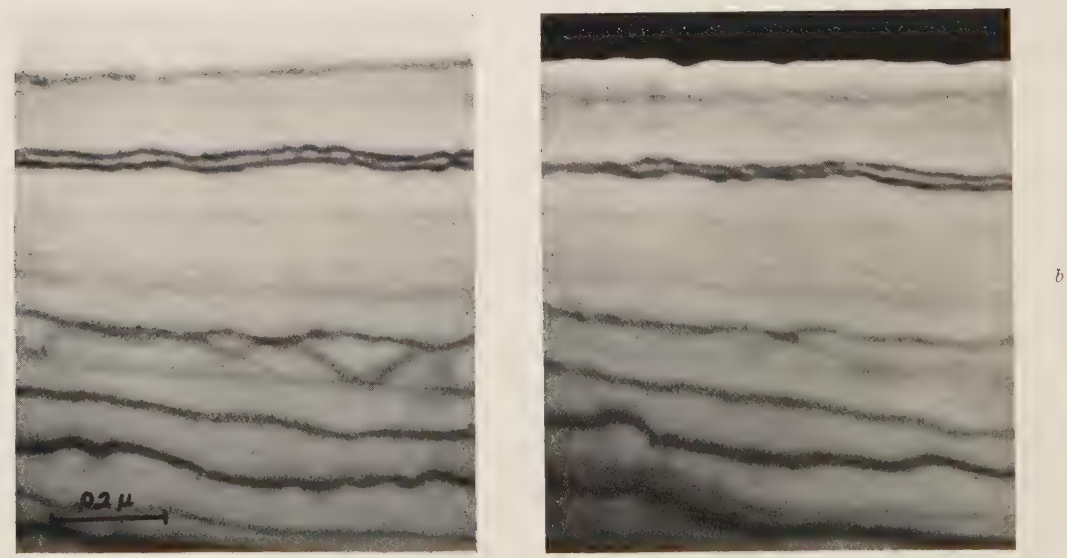


FIG. 45 *a* et 45 *b*. — Aluminium. Franges d'égale épaisseur.

45 *a* : Image filtrée sans pertes ; 45 *b* : Image filtréeE = 14,6 ± 0,75 eV.

(0 ± 0,75 eV) et la figure 21 *b* l'image filtrée à 16,0 ± 0,75 eV (tension d'accélération 75 000 volts).

— Franges d'égale épaisseur.

Les figures 44 *a* et 44 *b* reproduisent les images filtrées (0 ± 0,75 eV et 14,6 ± 0,75 eV) de la même région d'une feuille d'aluminium-cuivre à 4 pour cent amincie par bombardement ionique (ions argon). Les franges qui bordent cet échantillon ont subi une évolution entre les deux prises de vue (E = 75 000 volts).

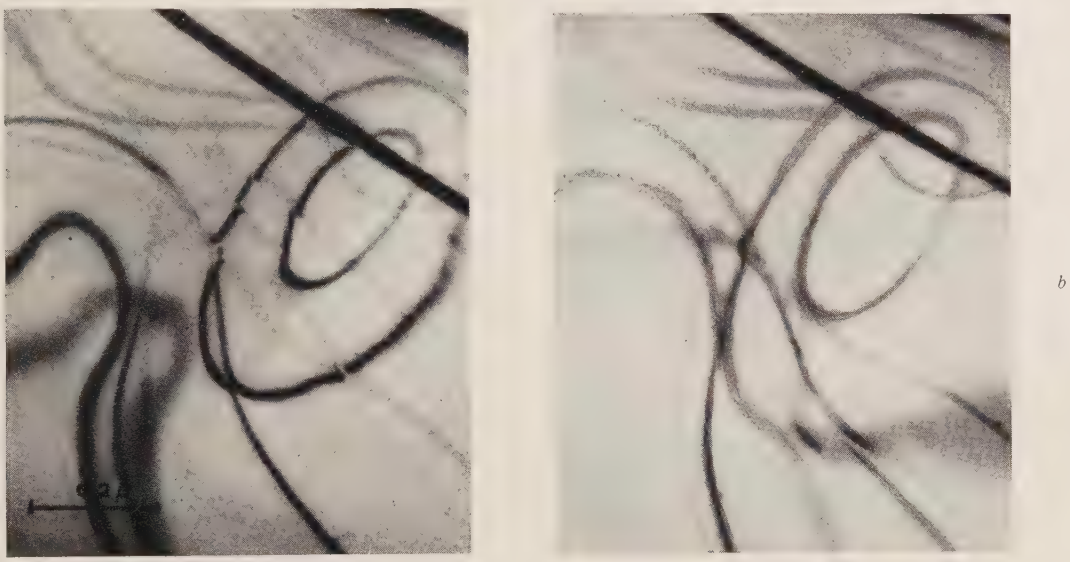
De même les figures 45 *a* et 45 *b* reproduisent les images filtrées (0 ± 0,75 eV et 14,6 ± 0,75 eV) de la même région d'une feuille d'aluminium amincie électrolytiquement (E = 75 000 volts).

même région d'une feuille d'or d'orientation (100). On y observe des macles, des fautes d'empilement et des dislocations.

— Franges sur les images d'oxyde de magnésium.

Les figures 48 *a* et 48 *b* reproduisent les images filtrées (0 ± 0,75 eV et 12,5 ± 0,75 eV) de cristaux d'oxyde de magnésium déposés sur les bords d'une grille. Ces franges n'apparaissent que pour certaines orientations du cristal par rapport au faisceau incident. Les points noirs dus à la contamination permettent d'observer que la position de ces franges est la même sur les deux images.

Quand un faisceau d'électrons éclaire un cris-



a *b*

Fig. 46 *a* et 46 *b*. — Aluminium. Franges isoclines.

46 *a* : Image filtrée sans pertes ; 46 *b* : Image filtrée E = 14,6 ± 0,75 eV

Les figures 46 *a* et 46 *b* reproduisent les images filtrées (0 ± 0,75 eV et 14,6 ± 0,75 eV) de la même région d'une feuille d'aluminium pur amincie électrolytiquement. Ces franges s'observent sur les bords d'un creux ou d'une bosse dans l'échantillon. Durant l'enregistrement photographique ces franges ont évolué et ne se présentent pas d'une façon identique sur les deux images (E = 75 000 volts).

— Images de défauts.

Les figures 47 *a* et 47 *b* reproduisent les images filtrées (0 + 0,75 eV et 16,0 ± 0,75 eV) de la

tal de telle sorte que la condition de Bragg est voisine d'être satisfaite pour une famille de plans (*h k l*) les résultats de la théorie dynamique de la diffraction électronique montrent que l'on est amené à considérer le phénomène de « double réfraction » c'est-à-dire qu'il y a à l'intérieur et à la sortie du cristal deux ondes transmises et deux ondes diffractées. L'intensité diffractée présente alors une variation périodique avec l'épaisseur du cristal et l'écart angulaire du faisceau avec l'angle de Bragg. Les franges observées par exemple sur les images de cristaux d'oxyde de magnésium ne sont que les franges d'interfé-

rence entre les deux ondes transmises au niveau de la surface de sortie du cristal. Il est à remarquer dans ce cas que l'image obtenue à l'aide des électrons qui ont subi une perte d'énergie à la traversée du cristal présente un nombre de franges égal à celui observé sur l'image sans pertes et ceci avec un contraste comparable ; aucun fond continu, aucune frange supplémentaire n'apparaissent sur l'image filtrée avec pertes.

Ces résultats expérimentaux concernant les images filtrées ne sont pas en accord avec les prévisions de Heidenreich (1945). Heidenreich considère en effet qu'une fraction γ des électrons

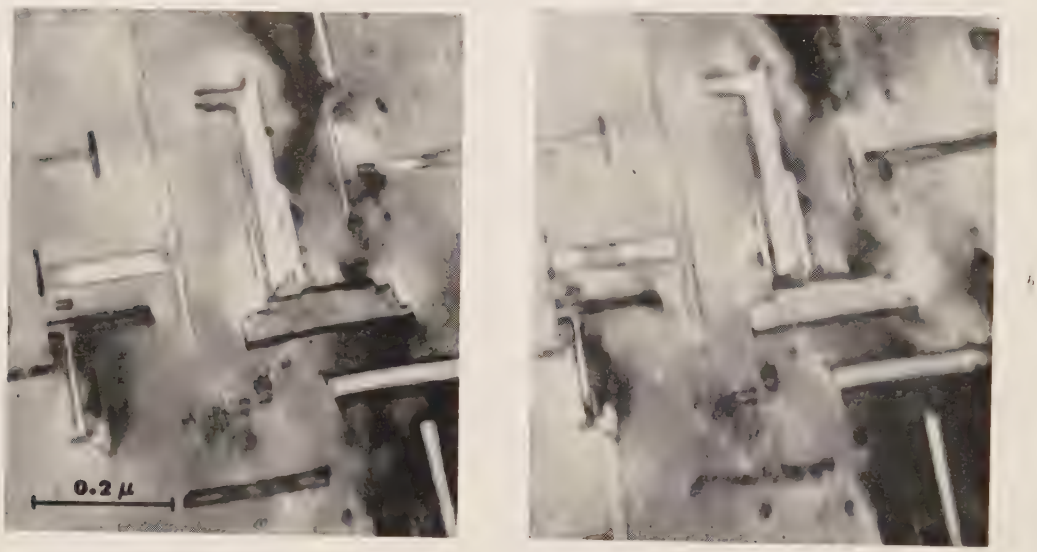


FIG. 47 *a* et 47 *b*. — Images de défauts.

47 *a* : Image filtrée sans pertes ; 47 *b* : Image filtrée E = 16,0 ± 0,75 eV.

FIG. 48 *a* et 48 *b*. — Oxyde de magnésium.

48 *a* : Image filtrée sans pertes ; 48 *b* : Image filtrée E = 12,5 ± 0,75 eV.

diffusés avec une perte d'énergie correspondant à une excitation de plasma est « diffractable » à l'intérieur du cristal et donne alors des contrastes semblables à ceux donnés par les électrons qui n'ont pas perdu d'énergie, par contre la fraction $1 - \gamma$ ne peut que contribuer à la formation d'un fond continu sur l'image et parfois produire des franges contrastées supplémentaires.

II.3 Franges de diffraction de Fresnel.

Nous avons retrouvé sans difficulté sur les images filtrées sans pertes les phénomènes classiques de diffraction de Fresnel que l'on observe par une légère défocalisation sur le bord d'un écran opaque ou semi-opaque. On notera par exemple sur les figures 49 *a* et 50 *a* qui correspondent à des images filtrées à $0 \pm 0{,}75$ eV, la présence d'une frange de surfocalisation sur le bord des trous de la membrane de collodion et autour des grains opaques de noir de carbone déposés au-dessus ou au-dessous de cette membrane.

Les phénomènes se compliquent un peu quand on observe l'image filtrée avec perte. Les images 49 *b* et 50 *b* correspondent à la perte caractéristique du collodion (image filtrée à $22{,}8 \pm 0{,}75$ eV La frange subsiste dans les deux cas sur le bord du noir de carbone, elle disparaît au bord du trou de la membrane de collodion. Considérons successivement les divers cas.

Dans le cas de la figure 49 *b* la frange au bord du noir de carbone s'explique immédiatement si l'on considère que le faisceau d'éclairage, occulté par le noir de carbone, y donne naissance à un système de franges dont l'aspect n'est pas modifié par le ralentissement ultérieur subi par les électrons à la traversée du collodion, ce ralentissement ayant lieu sans déviation notable.

Dans le cas de la figure 50 *b*, le faisceau est d'abord ralenti par le collodion, puis occulté par le noir de carbone. On pourrait s'étonner que la frange de Fresnel apparaisse bien que la source réelle du rayonnement ralenti (qui est constituée par la membrane de collodion), soit très large et située au voisinage immédiat de l'écran. Mais en fait le ralentissement des électrons a lieu sans déviation notable et le faisceau ralenti conserve une cohérence spatiale suffisante pour donner naissance à des phénomènes de diffraction de Fresnel bien visibles sur le bord du noir de carbone.

La situation n'est plus la même lorsqu'il s'agit du bord d'un trou dans la membrane de collodion. Watanabe et Uyeda (1962) ne purent dans ce cas observer de franges de diffraction de Fresnel et ils en conclurent que ces franges n'existent pas (« the inelastically scattered electrons do not produce the Fresnel fringes »). Il est de fait que

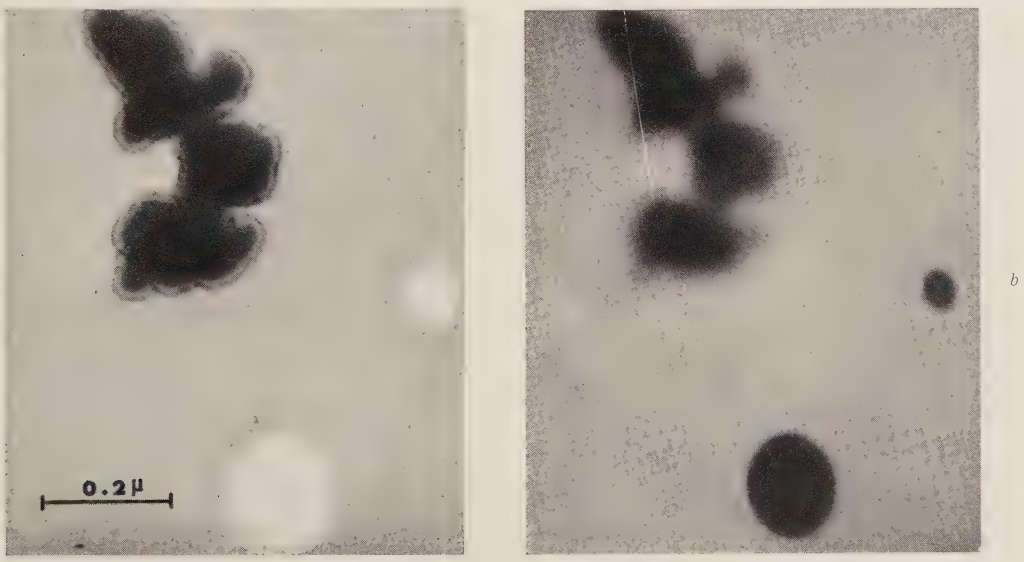
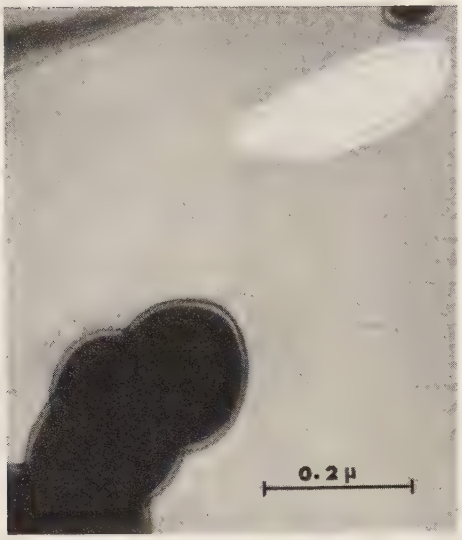


Fig. 49 *a* et 49 *b*. — Noir de carbone sur membrane de collodion.
49 *a* : Image filtrée sans pertes ; 49 *b* : Image filtrée $E = 22{,}8 \pm 0{,}75$ eV.



a

b

FIG. 50 *a* et 50 *b*. — Noir de carbone sous membrane de collodion
50 *a* : Image filtrée sans pertes ; 50 *b* : Image filtrée E = 22,8 ± 0,75 eV.

51 *a*

51 *b*

51 *c*

FIG. 51 *a*, 51 *b* et 51 *c*. — Noir de carbone.
Images défocalisées (E = 5,9 ± 0,75 eV).

52 *a*

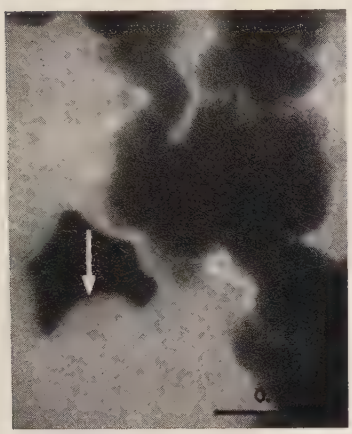
FIG. 52 *a* et 52 *c*. — Relevés densitométriques.

52 *c*

l'écran est alors découpé dans la source elle-même du rayonnement « ralenti » ; faut-il en conclure que les franges ne peuvent exister puisqu'on ne saurait observer le diagramme de diffraction de la source ? Une telle affirmation reviendrait cependant à nier toute cohérence dans le phénomène de diffusion inélastique du faisceau par un échantillon.

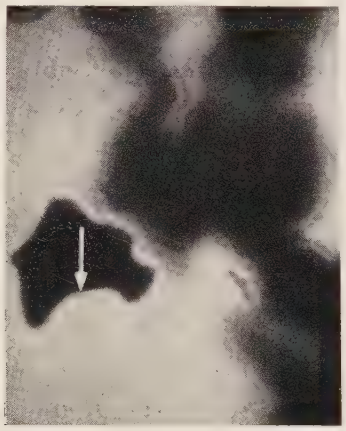
En fait les franges existent bien sur le bord du trou, mais elles ne se trouvent pas là où l'on a coutume de les observer de façon courante. En ce qui concerne l'image avec pertes, le trou de la membrane de collodion se comporte en effet comme un « écran » parfaitement opaque, et nous ne devons pas nous attendre à observer de franges dans l'ombre géométrique d'un tel écran parfait, c'est-à-dire dans l'intérieur du trou. Nous ne pouvons espérer en trouver qu'à l'extérieur de l'ombre géométrique du trou, c'est-à-dire au voisinage immédiat de ses bords mais à l'intérieur de l'image de la membrane de collodion. Ces franges ne sont pas visibles sur les figures 49 *b* ou 50 *b* mais apparaissent sur certains de nos clichés lorsque le faisceau d'éclairement de l'objet est issu d'une source de dimension suffisamment faible (cohérence géométrique). Ce résultat est obtenu par l'emploi d'un diaphragme de condenseur de petite ouverture.

Ainsi les figures 51 *a*, 51 *b* et 51 *c* reproduisent les images filtrées (5,9 ± 0,75 eV) de noir de carbone déposé sur les bords d'une grille (E = 100 kV). Ces images entachées d'un astigmatisme résiduel correspondent respectivement à une sous-focalication, une défocalisation nulle et une



53 *a*

53 *b*



53 *c*

54 *a*

54 *b*

54 *c*

Fig. 53 *a*, 53 *b* et 53 *c*. — Trou dans aluminium. Images défocalisées.

Fig. 54 *a*, 54 *b* et 54 *c*. — Relevés densitométriques.

surfocalisation. De même que lors de l'observation en microscopie électronique ordinaire, il existe dans l'aspect de ces franges une différence très nette suivant que l'excitation de l'objectif est plus grande (surfocalisation) ou plus faible sous-focalisation) que celle qui correspond à la mise au point : en surfocalisation on distingue à l'intérieur de l'échantillon une large frange brillante détachée du bord, en sous-focalisation l'échantillon est bordé intérieurement par un large liséré clair (mais peu lumineux) puis une fine frange noire. Sur la figure 51 *b* les deux types de franges sont visibles dans deux directions perpendiculaires. Les relevés densitométriques des clichés révèlent nettement les différences d'aspects des deux types de franges (fig. 52 *a* et 52 *c*) ; en particulier en sous-focalisation on observe sur la figure 51 *a* les deux premières franges claires.

Ces franges sont également visibles sur les figures 53 *a* et 53 *c* qui reproduisent les images filtrées d'un trou dans une couche mince d'aluminium (évaporée sur du noir de carbone sur sel gemme). Ces images sont filtrées à 14,6 $\pm$ 0,75 eV (E = 100 kV), elles correspondent respectivement à une sous-focalisation, une défocalisation nulle, et une surfocalisation.

Remarquons que les difficultés rencontrées pour l'observation de ces franges doivent être attribuées au fait que le bord des échantillons observés se termine toujours par une zone de transition d'épaisseur décroissante et que l'intensité du faisceau transmis avec perte d'énergie est fonction de l'épaisseur de cet échantillon, il est alors difficile de distinguer les franges de diffraction de Fresnel de la structure du bord de l'objet observé.

CONCLUSION

Les résultats obtenus à l'aide d'un filtre de vitesses à dispersion magnétique montrent que l'on peut produire sans grandes difficultés expérimentales des images filtrées, donc de contraste parfois considérablement renforcé, avec une résolution égale à celle que donne la microscopie électronique classique. On peut même espérer grâce à un tel filtrage améliorer, par élimination de l'aberration chromatique, le pouvoir séparateur du microscope.

Pour le moment les progrès les plus notables semblent concerner les images en fond noir filtrées sur lesquelles est obtenu un gain en résolution par la suppression des effets nuisibles dans ce cas de l'aberration chromatique. Cette méthode de filtrage doit donc se révéler particulièrement utile pour l'observation des échantillons épais et peu contrastés tels que les coupes biologiques, et pour l'étude en fond noir de la nature des défauts dans les échantillons cristallins.

La possibilité d'utiliser les électrons d'une bande d'énergie choisie pour la formation de l'image permet l'étude, à une échelle très petite (égale à la résolution obtenue sur les images), des pertes d'énergie des électrons à travers la matière et des phénomènes qui les accompagnent. Ce type d'études nous renseignera sur la structure locale des solides lorsque l'origine des pertes d'énergie discrètes sera nettement élucidée.

Ce filtre de vitesses présente l'avantage de n'utiliser que les techniques de la microscopie électronique classique, et tout perfectionnement apporté dans ce domaine lui sera également profitable.

BIBLIOGRAPHIE

Beaufils, R. (1959). — *C. R. Acad. Sci.*, Paris, *248*, 145-147.

Boersch, H. (1949). — *Optik.*, Dtsch., *5*, 426-450.

Boersch, H. (1953). — *Z. Phys.*, Dtsch., *134*, 156-164.

Boersch, H., Geiger, J. et Hellwig, H. (1962). — *Physics Letters*, *3*, 64.

Bohm, D. et Pines, D. (1953). — *Phys. Rev.*, U. S. A., *92*, 609.

Castaing, R. et Henry, L. (1962). — *C. R. Acad. Sci.*, Paris, *255*, 76-78.

Castaing, R. et Henry, L. (1964). — *J. Microsc.*, Fr., *3*, n° 2, 133-152.

Cotte, M. (1938). Thèse, Paris.

Heidenreich, R. D. et Sturkey, L. (1945). — *J. appl. Phys.*, U. S. A., *16*, 97.

Hennequin, J. F. (1960). — *D. E. S.*, Paris.

Howie, A. (1963). — *Proc. r. Soc.*, G. B., *271*, 268.

Jones, D. (1955). — *Colloque microsc. électron.*, Toulouse, 209.

Kamiya, Y. et Uyeda, R. (1961). — *J. phys. Soc.*, Jap., *7*, 1361.

Marton, L. (1956). — *Rev. mod. Phys.*, U. S. A., *28*, 172.

Paras, N. (1961). — D. E. S., Orsay.

Pines, D. (1953). — *Phys. Rev.*, U. S. A., *92*, 626.

Ruthemann, G. (1941). — *Naturwissenschaften*, Dtsch, *29*, 648.

Septier, A. (1958). — Publication C. E. R. N., 59-1, Genève.

Slodzian, G. (1963). — Thèse, Paris.

Watanabe, H. (1956). — *J. phys. Soc. Jap.*, *2*, 112.

Watanabe, H. et Uyeda, R. (1962). — *J. phys. Soc. Jap.*, *17*, 569.

Watanabe, H. et Uyeda, R. (1962). — *Congrès Microscopie*, A_3, Philadelphie.

Cette étude a été effectuée au Laboratoire de Physique des Solides de la Faculté des Sciences, centre d'Orsay, sous la direction de M. le professeur R. CASTAING.

C'est à la suggestion de M. CASTAING que je dois d'avoir entrepris la réalisation de cette nouvelle méthode d'analyse et de filtrage de vitesses. Qu'il veuille bien trouver ici l'hommage de ma profonde gratitude pour l'attention suivie avec laquelle il a guidé et encouragé mes travaux.

Je remercie vivement M. le professeur GUINIER et M. le professeur FRIEDEL pour l'intérêt dont ils ont bien voulu honorer nos recherches.

Que tous mes camarades de laboratoire trouvent ici également l'expression de ma reconnaissance pour l'aide et le soutien qu'ils n'ont cessé de m'apporter.

TABLE DES MATIÈRES

INTRODUCTION ... 3

Chapitre I. — ÉTUDE THÉORIQUE D'UN SYSTÈME DISPERSIF COMPOSÉ D'UN PRISME MAGNÉTIQUE ET D'UN MIROIR ... 5

I. Étude optique à l'approximation de Gauss ... 5
I.1. Traversée d'un prisme magnétique à champ uniforme. Théorie de Cotte ... 5
I.2. Première traversée du prisme ... 6
I.3. Seconde traversée du prisme ... 7
I.4. Traversée du système prisme-miroir-prisme ... 8
I.5. Application à la microscopie électronique ... 9
II. Étude des propriétés dispersives du système prisme-miroir ... 9
II.1. Première traversée du prisme. Plan achromatique ... 9
II.2. Traversée du système prisme-miroir ... 10
II.3. Calcul de la dispersion du système ... 11
II.4. Application à la microscopie électronique ... 11
III. Étude des aberrations géométriques du second ordre du système prisme-miroir ... 12
III.1. Méthode de calcul des trajectoires ... 12
III.2. Calcul des aberrations géométriques du second ordre d'un prisme magnétique. 15
III.3. Calcul des aberrations géométriques du second ordre du système prisme-miroir. 17
III.4. Application à la microscopie électronique ... 21

Chapitre II. — ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DU FILTRE DE VITESSES ... 22

I. Description du montage expérimental ... 22
I.1. Microscope ... 22
I.2. Objectif double ... 23
I.3. Prisme magnétique ... 23
I.4. Miroir électrostatique ... 25
I.5. Lames de sélection ... 25
II. Résultats ... 25
II.1. Fonctionnement en analyseur de vitesses ... 25
II.2. Fonctionnement en filtre de vitesses ... 28
II.3. Difficultés d'utilisation ... 29

Chapitre III. — MONTAGE DÉFINITIF ... 29

I. Description de l'appareil ... 30
I.1. Microscope ... 30
I.2. Objectif double ... 30
I.3. Miroir électrostatique ... 31
I.4. Prisme magnétique ... 31
I.5. Fente de sélection des énergies ... 33
II. Réglages optiques de l'appareil ... 33
III. Résultats ... 33
III.1. Fonctionnement en analyseur de vitesses ... 33
III.2. Fonctionnement en filtre de vitesses ... 34

Chapitre IV. — DOMAINES D'APPLICATIONS ... 38

I. Étude des pertes d'énergie des électrons à travers la matière ... 38
I.1. Étude des pertes d'énergie caractéristiques des électrons à travers la matière .. 39
I.2. Étude des pertes d'énergie des électrons des faisceaux diffractés ... 40
I.3. Étude de la distribution angulaire des pertes d'énergie des électrons diffusés .. 41
II. Formation des images filtrées ... 42
II.1. Influence des aberrations chromatiques sur les images de la microscopie électronique ... 42
A. — Images en fond clair filtrées ... 42
B. — Images en fond noir filtrées ... 44
II.2. Contraste des images filtrées ... 46
A. — Amélioration du contraste par filtrage passe-bande ... 46
B. — Contraste des images d'échantillons cristallins ... 47
II.3. Franges de diffraction de Fresnel ... 51

CONCLUSION ... 54

BIBLIOGRAPHIE ... 54

DEUXIÈME THÈSE

PROPOSITIONS DONNÉES PAR LA FACULTÉ :

Pulvérisation cathodique par atomes neutres.

VU ET APPROUVÉ :

Paris, le 5 octobre 1964.

Le Doyen de la Faculté des Sciences,

MARC ZAMANSKY.

VU ET PERMIS D'IMPRIMER :

Le Recteur de l'Académie de Paris,

JEAN ROCHE.

IMPRIMERIE PROTAT FRÈRES, MACON. — DÉCEMBRE 1965. — N^os D'ORDRE : IMPRIMEUR 7331, ÉDITEUR 4208.
DÉPÔT LÉGAL : 1^er TRIMESTRE 1966. — N° COMMISSION PARITAIRE : 33.333.